www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 2, blz. 33-64 FEBRUARI 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

RÖNTGENBUIZEN MET DRAAIENDE ANODE („ROTALIX"-BUIZEN)

door J. H. van der TUUK.

621.386.1

Röntgenbuizen met draaiende anode laten een veel hoogere specifieke focusbelasting toe dan buizen met stilstaande anode — een eigenschap, die van groot belang is voor de röntgenografie van bewegende organen, zooals hart en longen. Terwijl echter voor opnamen van hart en longen slechts betrekkelijk lage buisspanningen (< 70 kV) bij kortstondige belasting worden gebruikt, moet de buis voor andere diagnostische toepassingen (speciaal voor het maagonderzoek) ook met hoogere buisspanningen (100 kV) kunnen worden bedreven en hierbij continu met ongeveer 150 W kunnen worden belast. Er wordt hier een buis met draaiende anode beschreven, waarmee zeer goed aan deze eischen wordt voldaan. Doordat de geheel uit hard glas vervaardigde buis onder olie is gemonteerd, konden afmetingen en gewicht aanzienlijk worden gereduceerd ten opzichte van vroegere constructies. De anode bestaat thans uit een massieve wolfraamschijf, terwijl bij de vroegere „Rotalix"-buizen de anode vervaardigd was uit een koperblok met op het vóórvlak een dun wolfraamlaagje. De voor- en nadeelen van deze beide constructies worden hier uitvoerig besproken, bij welke gelegenheid een aantal typische problemen van de draaiende anode ter sprake komen.

Toen in 1929 voor het eerst een in de practijk bruikbare röntgenbuis met draaiende anode op de markt verscheen — de in het Philips Laboratorium uitgewerkte „Rotalix"-buis [1]) —, beteekende dit een groote stap vooruit in de kwaliteit der röntgenfoto's, die men in de medische diagnostiek kon maken van bewegende organen, zooals hart en longen. Immers, bij bewegende objecten zijn korte belichtingstijden gewenscht, voor een bepaalde filmzwarting is dus een groote röntgenintensiteit noodig, en dit vereischt een hooge specifieke belasting van het focus der röntgenbuis, daar men dit klein moet houden terwille van een geringe halfschaduw (geometrische onscherpte) in het röntgenschaduwbeeld. De specifieke focusbelasting is beperkt door de temperatuur van het focus, die tijdens het belasten stijgt en die met het oog op de verdamping van het anodemateriaal een bepaalde waarde niet mag overschrijden. Doordat nu bij draaiende anode elk punt van de baan van het focus slechts gedurende een klein gedeelte van de geheele belichtingstijd als focus fungeert, kan de specifieke belasting van het focus aanzienlijk grooter worden gemaakt dan bij een stilstaande anode. De theoretisch te verkrijgen verbetering der specifieke belastbaarheid bedraagt, bij belichtingstijden kleiner dan ongeveer 0,04 sec, zooals we vroeger hebben besproken [2]), een factor

$$p = \sqrt{2\pi rnt/f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierbij is r de straal van de baan van het midden van het focus, n het toerental, t de belichtingstijd en f de breedte van het focus. De practisch te bereiken verbeteringsfactor is om verschillende redenen wat kleiner dan uit deze formule volgt; bij een „Rotalix"-buis van de oorspronkelijke constructie, met $r = 2$ cm, $n = 2900$ omw/min en $f = 2$ mm, is voor een belichtingstijd van 0,04 sec: $p = 8$ à 9.

Het resultaat van deze vooruitgang in de specifieke focusbelasting was bij het fotografeeren van bewegende organen ongeveer een halveering van de onscherpte van het röntgenbeeld (bij gelijk contrast), daar deze onscherpte, indien men steeds onder de best mogelijke opnamecondities werkt, nagenoeg evenredig is [3]) met $\sqrt[3]{p}$. Diagnostisch was deze scherpteverbetering zoo waardevol, dat men de

[1]) A. Bouwers, Verh. deutsch. Röntgen-Ges. **20**, 102, 1929.

[2]) Zie: J. H. van der Tuuk, De „Rotalix"-buis voor röntgendiagnostiek, Philips techn. T. **3**, 296, 1938. Daar vindt men ook het betoog, dat hier zeer beknopt is weergegeven, iets uitvoeriger.

[3]) Zie bijv. de uiteenzetting over de optimale opnamecondities in: A. Bouwers en G. C. E. Burger, Röntgenopnamen met de camera, Philips techn. T. **5**, 270, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

röntgenfoto's, verkregen met een buis voorzien van een draaiende anode, een klasse beter kon noemen.

Uit formule (1) blijkt, dat de factor p nog grooter kan worden gemaakt, door bijv. de anode een grootere diameter te geven en haar nog sneller te laten draaien. Intusschen is de verdere vooruitgang, die op deze wijze practisch kan worden verkregen, vergeleken bij het reeds bereikte betrekkelijk gering, daar p slechts evenredig met $\sqrt{rn}$ toeneemt. Een flinke verhooging van de specifieke belastbaarheid is niet goed mogelijk, terwijl de wenschelijkheid van een geringe verhooging voorshands nog niet zoo actueel moet worden geacht, daar ter waarborging van optimale opnamevoorwaarden de fotografische industrie er nog in zou moeten slagen, de gevoeligheid resp. fijnkorreligheid van de combinatie röntgenfilm + versterkingsfolie aanmerkelijk te verhoogen [3]). Zoo is het dan te begrijpen, dat de trekkelijk laag kunnen zijn (45 à 70 kV) en de buis altijd slechts kortstondig wordt belast. Al spoedig bleek echter, dat de buis met draaiende anode ook voor de andere diagnostische doeleinden, vooral voor maagopnamen en ook voor het doorlichten, gebruikt moest kunnen worden, daar de medici meestal deze onderzoekingen alle met eenzelfde buis wenschen te verrichten [5]). Te dien einde moesten de buizen ook voor de bij maagopnamen noodzakelijke hooge spanningen (100 kV of nog meer) en voor een relatief zware continue belasting (150 W) geschikt worden gemaakt, terwijl met het oog op een gemakkelijke instelbaarheid voor de verschillende soorten opnamen de afmetingen en het gewicht der buizen zooveel mogelijk moesten worden beperkt.

We zullen nu in dit artikel een beschrijving geven van een nieuwe „Rotalix"-buis, die in de laatste

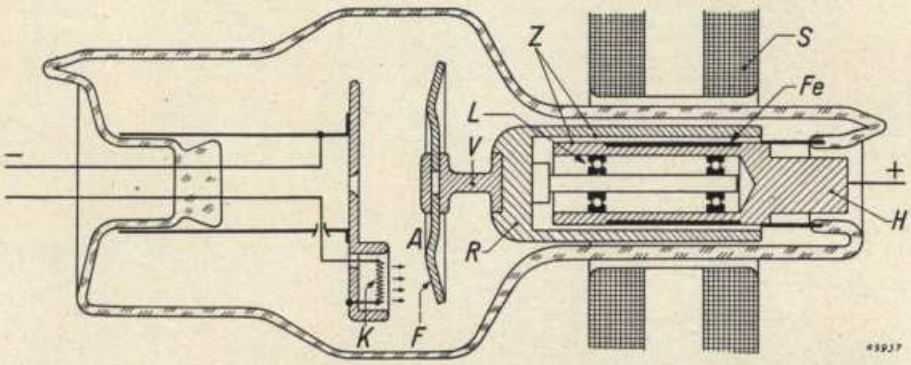

Fig. 1. Schematische doorsnede van de nieuwe „Rotalix"-buis. K gloeikathode, F focus op de anode A, die uit een massieve wolfraamschijf bestaat. Deze is door middel van het verbindingsstuk V van molybdeen bevestigd aan de koperen rotor R, die met twee kogellagers L is gelagerd in de anodehouder H en door de stator S wordt aangedreven. Fe is een ijzeren ring voor het concentreeren van de krachtlijnen in de rotor; Z gezwarte vlakken voor het beter afvoeren der ontwikkelde warmte. De anodehouder en daarmee ook de hierin gemonteerde kogellagers blijven practisch koud, hetgeen voor de goede werking der lagers essentieel is. In de ruimte achter de kathode bevindt zich een barium-gasbinder.

verschillende uitvoeringsvormen van de buis met draaiende anode, die sinds haar eerste verschijnen werden ontwikkeld [4]), niet in de eerste plaats een verdere verhooging der specifieke belastbaarheid van het focus beoogen. Veeleer kan men de nieuwe constructies karakteriseeren door een streven naar grootere eenvoud en bedrijfszekerheid en naar een uitbreiding der toepassingsmogelijkheden. Wat de laatste betreft, merken we op, dat de „Rotalix"-buis oorspronkelijk hoofdzakelijk was bedoeld voor de fotografie van hart en longen, waarbij het vooral op de hooge specifieke focusbelasting aankomt, terwijl de te gebruiken buisspanningen bejaren is ontwikkeld; hierbij zal nader blijken, op welke wijze en in hoeverre thans aan de bovengenoemde eischen is voldaan.

Hoofdkenmerken der nieuwe „Rotalix"-buis

In *fig. 1* is een vereenvoudigde doorsnede van de buis weergegeven.

De anode van de buis bestaat uit een massieve wolfraamschijf, die door middel van een kort tusschenstuk van molybdeen is bevestigd aan een koperen rotor. Buiten om de buis is hier ter plaatse een stator aangebracht, die voor de aandrijving

[4]) Zie bijv. A. Ungelenk, Fortschr. Röntgenstr. **49**, 162, 1934.

[5]) Bij het maagonderzoek is het noodzakelijk, dat men met de buis ook kan doorlichten. Het doorlichten en de opname volgen hier nl. onmiddellijk op elkaar, zooals nog nader ter sprake zal komen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zorgt. Men ziet verder in fig. 1 de excentrisch, tegenover de rand van de draaiende anodeschijf geplaatste gloeikathode. De door deze uitgezonden electronen komen op de anode in het focus samen. In de ruimte achter de kathode bevindt zich een barium-gasbinder, waardoor tijdens het bedrijf vrijkomende gasresten worden gebonden, hetgeen niet alleen de kans op doorslag verkleint en de levensduur van de buis ten goede komt, toch tevens een extra waarborg beteekent

1) de oudere buizen waren in lucht gemonteerd in plaats van onder olie;
2) de anode was geheel anders gebouwd: zij bestond uit een zwaar koperblok, waarop aan de vóórzijde een dunne wolfraamlaag (pastille) was aangebracht en dat aan de achterzijde was voorzien van speciale koelmantels.

De plaatsing onder olie heeft verschillende belangrijke voordeelen [6]). Dank zij de hooge doorslagvastheid van de olie kan men volstaan met betrek-

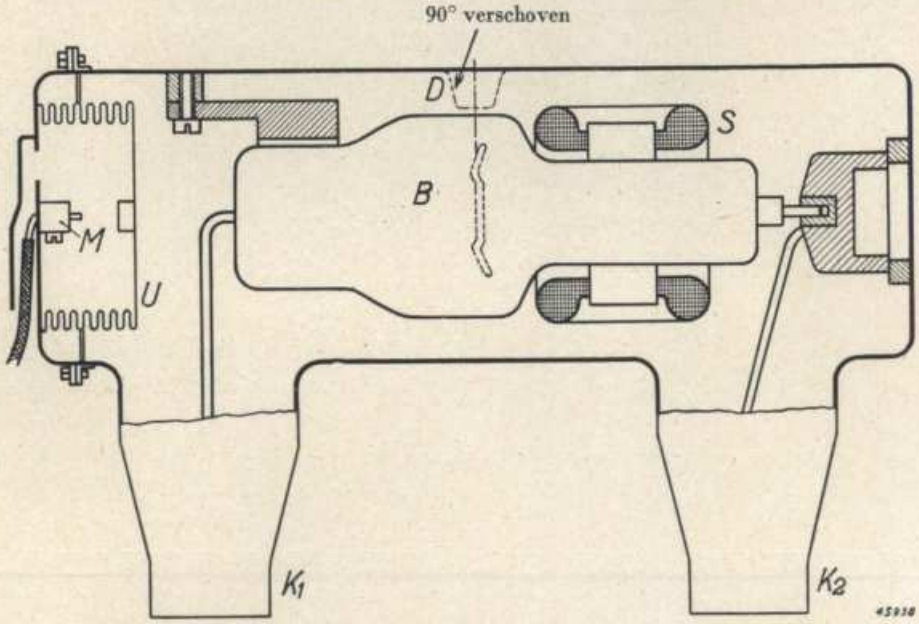

Fig. 2. De buis *B* volgens fig. 1, gemonteerd in het metalen omhulsel; *S* is de stator. Bij K_1 en K_2 aansluiting der hoogspanningskabels. *U* harmonica-achtige doos ter afsluiting van de met olie gevulde ruimte; hierdoor kan bij het warm worden de olie uitzetten zonder noemenswaardige drukverhooging. Stijgt de olietemperatuur boven een bepaalde waarde, dan treedt door het indrukken van *U* automatisch een schakelaar *M* in werking, die de voedingsspanning van de röntgenbuis afschakelt. *D* is een dopje (over 90° verschoven geteekend), bestaande uit isolatiemateriaal, dat ter plaatse, waar de röntgenstralen uittreden, de olie wegdrukt. Hierdoor wordt de absorptie van de nuttige röntgenstralen door de olie zoo klein mogelijk gehouden. Door tevens de buiswand en de dikte van het dopje *D* dun te kiezen, maakt men het eigen filter van de buis met omhulsel klein: het is aequivalent met minder dan 1 mm aluminium. Het omhulsel bestaat uit messing, waartegen een dunne looden mantel is aangebracht, die de röntgenstralen in ongewenschte richtingen tegenhoudt.

voor een groote constantheid der emissie. De buiswand bestaat uit een speciaal hard glas, dat zeer goed bestand is tegen het bombardement door de secundaire electronen, die van de anode uitgaan [6]). De geheele buis is gemonteerd in een geaard metalen omhulsel, dat den gebruiker tegen aanraking met op hoogspanning staande deelen beschermt en röntgenstralen in ongewenschte richtingen helpt tegenhouden; zie *fig. 2* en *3*. Het omhulsel is gevuld met olie.

Vergelijken we deze constructie met die van de oudere „Rotalix"-buizen [2]), dan zijn vooral twee in het oog loopende verschillen te vermelden:

kelijk kleine isolatie-afstanden tusschen de polen onderling en tusschen deze en het geaarde omhulsel. Terwijl de oude buis met omhulsel 83 cm lang was en een grootste dwarsafmeting had van 22 cm, konden deze afmetingen bij de buis volgens fig. 2 worden teruggebracht tot 46 resp. 14 cm. Hierbij zijn de nieuwe buizen in alle opzichten geschikt voor spanningen tot 100 kV toe. Van belang is ook, dat de doorslagvastheid gewaarborgd is onafhankelijk van de atmosferische toestand. In lucht gemonteerde buizen, die berekend zijn voor gebruik in het laagland, kunnen bijv. in het gebergte (hooggelegen sanatoria) in het algemeen niet met de hoogste spanningen worden belast, daar bij geringere druk de doorslagvastheid van lucht kleiner is. Ondanks de

[6]) Verg.: J. H. van der Tuuk, Hardglazen röntgenbuizen in olie, Philips techn. T. 6, 314, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vulling met olie is het totale gewicht (17,5 kg) der nieuwe buis met omhulsel kleiner dan bij toepassing van luchtisolatie.

De isolatie door olie heeft ook voordeelen bij de aandrijving van de anode. Om hiervoor met een gering vermogen uit te komen is nl. een zoo klein mogelijke „luchtspleet" tusschen de stator en de, op hoogspanning staande, rotor gewenscht. Een mogelijke en bij luchtisolatie ook wel toegepaste oplossing [4]) is, de stator met zijn wikkeling op dezelfde hooge potentiaal te brengen als de anode; voor de bekrachtiging heeft men dan een speciale transformator noodig, met een voor hoogspanning geïsoleerde secundaire wikkeling. De plaatsing van de buis in olie maakt deze complicatie echter geheel overbodig, daar hierdoor ook bij geaarde stator de luchtspleet zonder kans op doorslag van de glaswand zeer klein kan worden gemaakt. Bij de vroeger beschreven „Rotalix"-buis was de stator ook wel geaard en dank zij de gunstige veldverdeeling, veroorzaakt door het practisch geaarde metalen middenstuk van de buis, kon de luchtspleet nog vrij klein worden gemaakt; toch was hij aanzienlijk grooter dan bij de nieuwe constructie. Hierdoor (en door het grootere traagheidsmoment, zie later) waren voor het op toeren brengen van de rotor bij de oude buis 1100 W gedurende 0,8 sec noodig, tegenover ca 500 W gedurende 0,5 sec bij de nieuwe buis.

Tenslotte vergemakkelijkt de plaatsing in olie in niet geringe mate de koeling bij continue belasting. Dank zij het goede warmtetransport door de olie blijft ook bij kleine afmetingen van de buis de temperatuur van de buiswand en van het isolatiemateriaal laag genoeg. Verder wordt de warmte door de natuurlijke strooming in de olie gelijkmatig verdeeld over het geheele omhulsel, zoodat reeds met de betrekkelijk geringe afmetingen van de in fig. 2 afgebeelde constructie normaal een vermogen kan worden afgevoerd van ongeveer 150 W continu. In de practijk is gebleken, dat dit zelfs voor het intensieve maagonderzoek vrijwel altijd voldoende is.

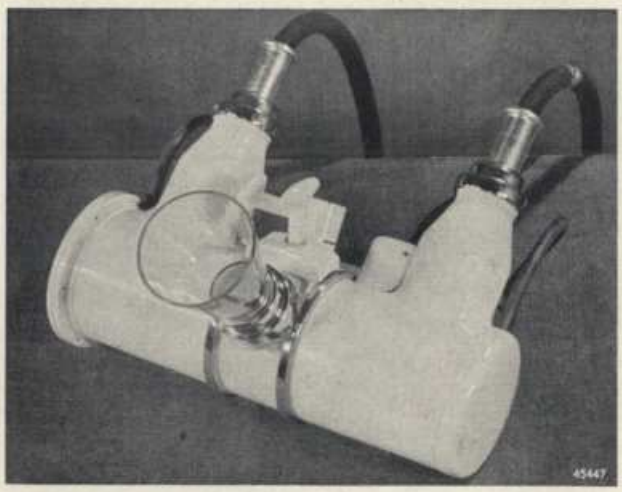

Fig. 3. De nieuwe „Rotalix"-buis in het omhulsel. Het geheel is 46 cm lang. Het omhulsel is in een klemband draaibaar om zijn lengte-as. Men ziet de loodglazen centreertubus, waaruit de bundel röntgenstralen naar buiten treedt. — Het afgebeelde omhulsel is een speciale uitvoering, met een ingebouwde koelspiraal voor waterkoeling, waardoor het continu af te voeren vermogen tot 600 W kon worden opgevoerd. Naast de stekers voor de hoogspanningskabels ziet men de twee slangetjes voor de toe- en afvoer van het koelwater. De normale, voor 150 W berekende uitvoering bezit geen koelspiraal.

Gaan we nu over tot het tweede kenmerk van de nieuwe constructie, dat boven werd genoemd: de uitvoering van de anode. Het gebruik van een wolfraamschijf in plaats van de combinatie van koper met een dunne wolfraampastille beteekent in verschillende opzichten een vereenvoudiging. Intusschen is een vergelijking tusschen de beide uitvoeringsvormen niet met het constateeren van dit feit af te doen. De overgang naar de thans toegepaste uitvoering behelsde een geven en nemen, en het is zeer wel denkbaar, dat men voor sommige speciale diagnostische doeleinden aan de oude uitvoering de voorkeur zal blijven geven. Het lijkt ons de moeite waard om de hiermee verband houdende vraagstukken wat uitvoeriger te behandelen, vooral ook omdat hierbij wel zeer treffend de specifieke problemen van de draaiende anode naar voren komen.

De wolfraam-koper-anode

De hoofdreden, waarom bij de oorspronkelijke „Rotalix"-buizen voor de anode de beschreven combinatie van wolfraam en koper werd gekozen, was deze: men wilde, wat de specifieke belastbaarheid van het focus betreft, het onderste uit de kan halen. De versnelde electronen moeten in ieder geval op wolfraam treffen, daar dit metaal een zeer groote emissie van röntgenstralen paart aan een zeer hoog smeltpunt. De hoogste kortstondig toe te laten focustemperatuur bedraagt voor wolfraam ongeveer 2500 °C. Nu gaat het er echter, wanneer men zoo hoog mogelijk wil kunnen belasten, niet alleen om, dat het focus zeer heet moet kunnen worden, maar de hierop ontwikkelde warmte moet ook zoo snel mogelijk worden afgevoerd naar de binnenste, koude gedeelten van het anodelichaam. Hiervoor is een goed warmtegeleidingsvermogen van het anodemateriaal vereischt. Op zichzelf is dit bij wolfraam geenszins slecht. Bij koper echter is het nog ruim tweemaal zoo hoog, zoodat de belastbaarheid verhoogd zal worden, indien men de anode zoo dicht mogelijk achter het focus niet van wolfraam maakt, doch van koper.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een nadere beschouwing leert, dat deze redeneering nog wel wat te primitief is [7]). De wolfraamlaag mag niet willekeurig dun worden gemaakt, daar het hierachter gelegen koper niet warmer mag worden dan hoogstens 1000 °C (smeltpunt 1080 °C). De minstens vereischte wolfraamdikte kunnen we bepalen door het temperatuurverloop te beschouwen in een langsdoorsnede van de anode, indien het in het anodevóórvlak gelegen uiteinde der doorsnede ($x = 0$) van het tijdstip $t = 0$ tot $t = t_1$ aan de electronenstraal wordt blootgesteld en daarna met rust wordt gelaten. Hierbij is t_1 de tijd, gedurende welke de anode één focusbreedte verder draait; dus bij de bovenvermelde waarden van r, n en f is $t_1 = f/2\pi rn = 0{,}00033$ sec. Op elk punt zal de temperatuur eerst stijgen en naderhand, na afloop van de belasting, naarmate de warmte verder naar het binnenste van de anode wordt weggeleid, weer dalen. Zetten we nu de maximale temperatuurverhooging T uit, die in elk afzonderlijk punt ooit wordt bereikt, dan krijgen we bij een anode geheel uit wolfraam een kromme, zooals in *fig. 4* door a is weergegeven. De belasting is daarbij zoodanig ondersteld, dat de maximale temperatuurverhooging van het focus zelf ($x = 0$), welke optreedt op het tijdstip $t = t_1$, juist de hoogste toe te laten waarde bezit. Het is nu duidelijk, dat de anode eerst van koper kan worden gemaakt vanaf een zoodanige diepte x_1, waarvoor de maximale ooit optredende temperatuur hoogstens 1000 °C bedraagt. Daar wij, zooals straks zal blijken, voor het koper met een basistemperatuur van bijv. 450 °C moeten rekenen, kunnen we x_1 in de figuur vinden als het punt, waar de kromme a tot $T = 550$ °C is gedaald. Zoo vinden we, dat volgens deze kromme de wolfraamlaag zich minstens tot een diepte van 0,2 mm moet uitstrekken. Teekenen we nu de temperatuurverdeeling in de beschouwde langsdoorsnede voor het tijdstip t_1, waarop de belasting juist ophoudt en het focus zijn hoogste temperatuur bereikt, dan krijgen we de kromme b uit fig. 4. Hieruit blijkt, dat op dit oogenblik nog maar zeer weinig (5%) van de in totaal toegevoerde warmte dieper dan 0,2 mm in het anodelichaam is doorgedrongen. De maximale temperatuur van het focus zal er dus practisch niet door worden beïnvloed, indien we de rest van de anode, achter de eerste 0,2 mm, van koper maken in plaats van wolfraam.

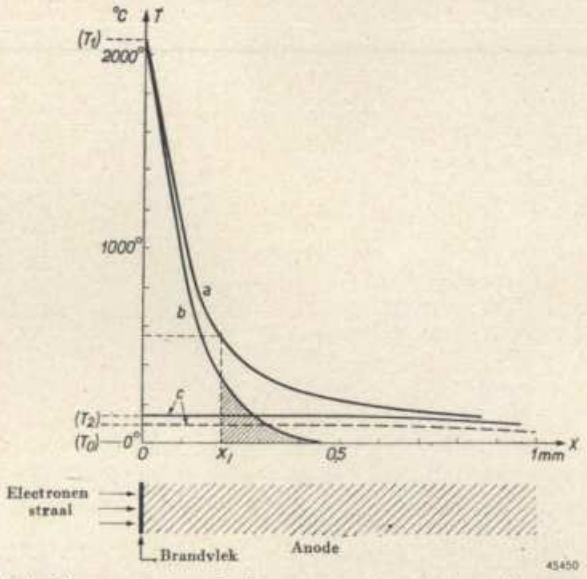

Fig. 4. Temperatuurverdeeling over een langsdoorsnede van de anode. Uitgezet is de temperatuurverhooging T boven de basistemperatuur (T_0) van ongeveer 450 °C, als functie van de diepte x achter het focus. *a*) Maximale ooit optredende temperatuur gedurende of na de belasting; anode van massief wolfraam, belasting van $t = 0$ tot $t_1 = 0{,}00033$ sec (d.i. de tijd, waarin het focus zich verplaatst over zijn eigen breedte), zoodanig dat het focus ($x = 0$) de hoogst toelaatbare temperatuur ($T_1 = 2500$ °C) aanneemt. *b*) Temperatuur op het tijdstip t_1, waarop de belasting ophoudt. *c*) Temperatuur op het tijdstip $t_2 = 0{,}02$ sec, d.i. na één volledige omwenteling; getrokken: anode van massief wolfraam; gestippeld: anode vanaf 0,5 mm diepte van koper. (Overgenomen van: W. J. Oosterkamp, diss. Delft 1939.)

Wе komen dus tot de onverwachte conclusie, dat de toepassing van het koper geen voordeel zou opleveren, wat de belastbaarheid betreft. Dit is echter alleen waar, indien de belichtingstijd zoo kort is, dat de anode tijdens de belasting niet meer dan één volledige omwenteling maakt, dus voor opnamen korter dan $t_2 = 0{,}02$ sec. Duurt de belasting langer, dan wordt elk punt van de focusbaan niet één keer maar herhaaldelijk door de electronenstraal getroffen. Daar in de tusschentijd van de eerste tot de tweede belasting de temperatuur van elk punt, vanaf het maximum $T_1 = 2500$ °C, niet geheel tot de begintemperatuur $T_0 = 450$ °C daalt, maar slechts tot een zekere waarde $T_2 > T_0$, kan men bij de tweede keer slechts een geringere belasting toelaten, bij de derde keer nog weer minder, enz. Hier blijkt nu het voordeel van het koper. In de tijd t_2, die bij de bovengenoemde waarden van r en f ongeveer 60 maal zoo lang is als t_1, dringt de warmte voor het grootste gedeelte (>80%) dieper dan 0,2 mm in de anode door. De na de eerste omwenteling resteerende temperatuurverhooging $T_2 - T_0$ wordt dus practisch geheel door de eigenschappen van het dieper gelegen materiaal bepaald en is daardoor, indien men hiervoor koper neemt, slechts ongeveer half zoo groot als bij een anode geheel uit wolfraam, en wel rond 60°. De krommen c in fig. 4 geven de resttemperaturen als functie van de diepte op het tijdstip t_2 weer: bij wolfraam alleen (getrokken), resp. bij gebruik van koper vanaf een diepte van 0,5 mm (gestippeld).

[7]) Deze nadere beschouwing is ontleend aan: W. J. Oosterkamp, diss. Delft 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij belichtingstijden van de orde van grootte van 0,05 tot bijv. 3 sec levert het koper zoodoende een merkbare verbetering op in de toe te laten belasting. Veel langere belichtingstijden komen in de normale röntgendiagnostiek nauwelijks voor. Wel echter kan zich het geval voordoen, dat van een bewegend object een groot aantal opnamen met zeer korte tusschenpoozen na elkaar moet worden gemaakt (röntgencinematografie), hetgeen neerkomt op totale belastingstijden van bijv. 20 sec of meer. Bij zulke lange tijden dringt de warmte, die op het anodevóórvlak wordt ontwikkeld, niet alleen door tot het binnenste maar zelfs tot de achterkant van de anode, met andere woorden: nu doen zich ook de noodzakelijkerwijze beperkte afmetingen en de hierdoor beperkte warmtecapaciteit van de anode gevoelen. De met toenemende belastingstijd steeds grooter wordende resttemperatuur van het focus zal daardoor nog sneller stijgen en de toe te laten belasting nog sneller verminderen. Wil men, om de buis ook goed voor cinematografie te kunnen gebruiken, de warmtecapaciteit van de anode behoorlijk groot maken, dan is het wederom principieel van voordeel koper te gebruiken. Het koper is veel goedkooper dan wolfraam en men heeft bij koper voor eenzelfde warmtecapaciteit slechts 3/4 van het volume en 1/3 van het gewicht noodig.

Gaan we nog een stap verder met de belastingstijd, dan komen we in het gebied van het doorlichten, waar men kan spreken van een continue belasting. Het vermogen, dat men hierbij kan toepassen, wordt, als het focus niet al te klein is, niet zoozeer bepaald door de temperatuur van het focus, maar door de temperatuur, die de anode als geheel aanneemt [8]). Hier blijkt nu, dat men met het gebruiken van koper niet het onderste uit de kan moet willen halen: de toe te laten temperatuur ligt voor een koperen anode bedekt met wolfraam nl. veel lager dan voor een anode geheel uit wolfraam. Bedroeg zij voor het koper onmiddellijk achter de pastille bij een kortstondige belasting nog ongeveer 1000 °C, bij continue belasting van het geheele anodelichaam mag zelfs niet meer dan ongeveer 450 °C (de boven reeds onderstelde basistemperatuur) worden toegelaten, daar bij hoogere temperaturen allerlei ongewenschte dingen gebeuren: er treden rekristallisatieverschijnselen in het koper op, de mechanische stevigheid, waaraan door de snelle draaiing vrij hooge eischen worden gesteld, gaat achteruit, er komt teveel koperdamp in de buis — de dampdruk van het koper bedraagt bij 850 °C reeds 10^{-5} mm; de dampdruk van hier en daar eventueel aanwezig koperoxyde wordt zelfs al bij 500 °C merkbaar — en tenslotte kunnen er gasresten uit de anode vrijkomen. Dit laatste is hieraan te wijten, dat de anode tijdens het pompen en ontgassen van de buis, juist wegens de beperking van de toe te laten temperatuur van het koper, niet zeer hoog kan worden verhit. Daar nu de warmte-afvoer van de in vacuum draaiende anode alleen geschiedt door straling, en aangezien de straling met de vierde à vijfde macht van de temperatuur toeneemt, maakt de genoemde beperking van de basistemperatuur der anode tot 450 °C het moeilijk om tot een voldoende doorlichtvermogen te komen. Slechts door een vrij ingewikkelde constructie toe te passen, die wij in het reeds aangehaalde artikel [2]) hebben beschreven en die neerkomt op een kunstmatig vergrooten van het stralende oppervlak van de anode en een verbetering van het emissievermogen daarvan, gelukte het indertijd om de warmte-afvoer en daarmee het doorlichtvermogen tot een redelijke hoogte op te voeren.

De combinatie van wolfraam met koper bracht nog een andere complicatie mede. De kortstondige, zeer hooge specifieke belastingen hebben dienovereenkomstig hooge temperatuurgradienten en mechanische spanningen in de draaiende anode ten gevolge. Dit maakte een speciale oplossing van het probleem van het aanbrengen der wolfraampastille noodzakelijk — zooals eveneens in het aangehaalde artikel [2]) werd behandeld —, een oplossing, die zeer hooge eischen stelde aan constructie en fabricage.

De wolfraamanode

Men ziet nu de vereenvoudigingen, die het gebruiken van uitsluitend wolfraam voor de anode meebrengt. Er zijn geen voorzorgen noodig om de basistemperatuur van de anode bij continue belasting laag te houden. De anode kan bij de fabricage uitermate grondig worden ontgast, hetgeen vooral ook de spanningszekerheid van de röntgenbuis zeer ten goede komt [9]). Het bevestigingsprobleem van de pastille vervalt.

Uit het voorgaande zal intusschen ook reeds duidelijk zijn geworden, dat voor deze vereenvoudi-

[8]) Het draaien van de anode levert in dit geval geen voordeel op. — Het geval, dat het focus zoo klein is, dat deze bewering niet meer opgaat, doet zich voor bij de in de laatste jaren door Philips ontwikkelde buizen met zeer fijn focus, die voor een speciale doorlichtingstechniek in het materiaalonderzoek en wellicht binnenkort ook in de medische diagnostiek worden gebruikt: Zie de voorloopige mededeeling van G. C. E. Burger, Hand. Ned. Nat. Gen. Congr. 1943, p. 286.

[9]) Terloops zij er op gewezen, dat dit belangrijk er toe heeft bijgedragen om het bedrijven der „Rotalix"-buizen op wisselspanning mogelijk te maken, waarvan thans bij verschillende uitvoeringsvormen gebruik wordt gemaakt. Wij hopen bij een andere gelegenheid nader hierop te kunnen ingaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gingen zekere offers moeten worden gebracht. Wij willen dit nu ook nog wat nauwkeuriger nagaan.

Bij belichtingstijden, korter dan de tijd van één omwenteling van de anode (dus $<0{,}02$ sec), zal de belastbaarheid van een wolfraamanode, zooals we hierboven hebben gezien, niet noemenswaard kleiner zijn dan die van een wolfraam-koper-anode met dezelfde straal en omwentelingssnelheid. Bij langere belichtingstijd, waar de toelaatbare belasting daalt tengevolge van de resttemperatuur bij herhaalde belasting van het focus, zal de wolfraamanode het tegen de wolfraam-koper-anode gaan afleggen. Bij 0,1 sec bijv. zou de belastbaarheid, zooals een nadere berekening leert, slechts ongeveer 80% van die der wolfraam-koper-anode bedragen. Daar belichtingstijden van deze orde van grootte practisch het belangrijkst zijn, heeft men nu de wolfraamanode een grootere straal gegeven ($r = 3{,}0$ cm). De belastbaarheid, die volgens verg. (1) evenredig met $\sqrt{r}$ toeneemt — dit geldt bij benadering ook voor tijden van de orde van 0,1 sec, al is verg. (1) hier nu strikt genomen niet meer van kracht —, is daardoor voor belichtingen van 0,1 sec tot ongeveer 2 à 3 sec zoowat even groot voor beide buistypen. Voor de kortere belichtingstijden is de wolfraamanode nu natuurlijk door de grootere straal iets in het voordeel, zooals men ook uit *fig. 5* ziet. (Ondanks de grootere anodestraal zijn de dwarsafmetingen van de buis met omhulsel bij de nieuwe „Rotalix" niet grooter, ja zelfs kleiner dan bij de oude, dank zij het toepassen van de olie-isolatie.)

Beschouwen we het verdere verloop van de krommen in fig. 5, dan zien we, dat de wolfraamanode in de huidige uitvoering, die van ongeveer 0,1 sec tot ongeveer 3 sec gelijkwaardig is geworden met de (in diameter kleinere) wolfraam-koper-anode, bij nog

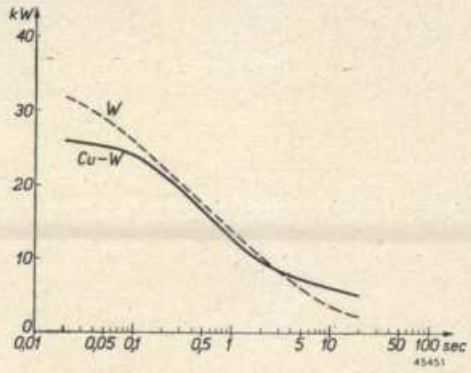

Fig. 5. Belastbaarheid als functie van de belastingstijd, voor een wolfraam-koper-anode (getrokken kromme) en een wolfraamanode (gestippelde kromme). Belasting met pulseerende gelijkspanning, verkregen met vier ventielen. De diameter van de anode ter plaatse van het midden van het focus bedraagt bij de wolfraam-koper-anode 4 cm, bij de wolfraamanode 7 cm. De basistemperatuur is bij de eerstgenoemde anode 450 °C, bij de andere 800 °C. De omwentelingssnelheid is in beide gevallen 2900 omw/min, de focusbreedte 2 mm.

langere belichtingstijden toch weer het onderspit moet delven. Dit wordt veroorzaakt door de veel kleinere warmtecapaciteit van de wolfraamanode. De wolfraam-koper-anode van de oude „Rotalix" heeft een gewicht van meer dan 1 kg; voor eenzelfde warmtecapaciteit zou de wolfraamanode, zooals hierboven reeds werd vermeld, driemaal zoo zwaar moeten zijn. Nog afgezien van het feit, dat het gebruik van 3 kg wolfraam wel zeer slecht zou strooken met de nagestreefde beperking in kosten en gewicht, zou het bij de tegenwoordige stand der techniek niet wel doenlijk zijn een wolfraamblok van dit gewicht met de vereischte mechanische eigenschappen te vervaardigen. Het hooge smeltpunt, dat naast andere eigenschappen het wolfraam juist zoo bijzonder geschikt maakt als antikathodemateriaal, maakt het onmogelijk om massieve wolfraamlichamen te bereiden volgens de gebruikelijke metallurgische procédé's, nl. smelten en gieten. Men moet hier de methoden der sintermetallurgie toepassen [10]). Het poedervormige zuivere wolfraam, dat langs scheikundige weg is bereid, wordt tot een staaf geperst, die daarna een tijdlang op hooge temperatuur wordt gebracht (vóórgesinterd en gesinterd). Na dit sinteren — hetgeen geschiedt door verhitten met een door de staaf geleide electrische stroom — wordt aan de staaf door een mechanische bewerking de ductiliteit gegeven, die voor de verdere verwerking en toepassing noodzakelijk is. Tenslotte kan het materiaal worden uitgewalst tot een plaat, waaruit de anodeschijf kan worden gesneden. De massa van de aldus verkregen schijf is bepaald door de hoeveelheid wolfraampoeder, waarvan men bij het persen en sinteren is uitgegaan. Deze, in één keer te verwerken, hoeveelheid is nu om verschillende redenen beperkt, bijv. doordat met toenemende massa de zeer broze vóórgesinterde staven steeds moeilijker te hanteeren worden, voorts doordat de voor het sinteren vereischte stroomsterkten uitermate groot worden, enz. Bij de door ons toegepaste methoden van fabricage hebben de verkregen wolfraamschijven een gewicht van ongeveer 225 gram (zie echter hieronder). De warmtecapaciteit van de wolfraamanode is derhalve slechts ongeveer 1/12 van die der koperanode. Daartegenover staat wel, dat de temperatuur bij de wolfraamschijf veel hooger mag worden. Dit voordeel weegt echter niet geheel op tegen het nadeel van de veel kleinere warmtecapaciteit, zoodat bij de wolfraamanode in de huidige uitvoering de belastbaarheid voor zeer lange belastingstijden (röntgencinematografie) toch

[10]) Zie: J. D. Fast, Het vervaardigen van compacte metalen door persen en sinteren, Philips techn. T. 4, 321, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nog een stuk beneden die van de wolfraam-koper-anode blijft.

Is de geringere massa van de wolfraamanode in dit opzicht ontegenzeggelijk een nadeel, zoo mag toch niet over het hoofd worden gezien, dat zij in allerlei andere opzichten weer van voordeel is, met name voor het lageren en aandrijven van de anode. Daar de wolfraamanode tezamen met de koperen rotor slechts ongeveer half zooveel weegt als de wolfraam-koper-anode der oude buizen, is het hierbij gemakkelijker om de wrijving en de slijtage in de kogellagertjes, waarin de anode draait, voldoende te beperken [11]). Voorts komt de anode, daar het traagheidsmoment slechts ongeveer 1/3 bedraagt van dat van de wolfraam-koper-anode, bij eenzelfde aandrijvend vermogen veel sneller na het inschakelen op toeren. Dit is van belang voor het maagonderzoek, waarbij de arts den patient doorlicht en op een bepaald tijdstip onmiddellijk het beeld fotografisch wil vastleggen. Daar het doorlichten in den regel met stilstaande, althans niet op volle toeren draaiende anode geschiedt, is de noodzakelijke vertraging van de opname bepaald door de tijd, noodig voor het op volle toeren komen van de anode en voor het opwarmen van de gloeikathode, die bij het doorlichten op een lagere temperatuur gloeit (lagere buisstroom, bijv. 2 à 3 mA) dan voor de opname wordt vereischt. Het aanloopen uit de ruststand, dat bij de wolfraam-koper-anode nog 0,8 sec vergde, geschiedt dank zij het kleinere traagheidsmoment bij de wolfraamanode gemakkelijk in ongeveer 0,5 sec. Om hiervan profijt te kunnen trekken moet natuurlijk ook de genoemde opwarmtijd van de gloeidraad tot 0,5 sec teruggebracht worden, hetgeen is te bereiken door de gloeidraad langer en dunner te maken, daar de opwarmtijden zich bij eenzelfde vermogen verhouden als de diameters der draden.

Beschouwen we tenslotte nog de toepassing van de wolfraamanode voor het doorlichten. We wezen er reeds op, dat men bij deze anode niet meer verplicht is om de basistemperatuur laag te houden. De anode mag bij het doorlichten zonder bezwaar flink roodgloeiend staan. De warmteuitstraling van de anode wordt dan zoo groot, dat reeds zonder eenige kunstgreep, zooals vergrooten van het stralende oppervlak, een zeer behoorlijk vermogen kan worden gedissipeerd. Bij de in fig. 1 weergegeven buis neemt de wolfraamanode bij een continu toegevoerd vermogen van 200 W een temperatuur van ongeveer 800 °C aan, terwijl het wolfraam zonder bezwaar nog veel warmer zou mogen worden, te meer waar dit bij de fabricage van de buis op nog aanzienlijk hoogere temperatuur wordt ontgast. Het doorlichtvermogen is dan ook in feite niet beperkt door de anodetemperatuur, maar door de temperatuur, die het metalen omhulsel van de buis aanneemt, hetwelk de ontwikkelde warmte tenslotte aan de omgeving moet afvoeren. Wil men het omhulsel niet warmer dan bijv. 60 à 70 °C laten worden, zoodat men het nog kan aanraken, dan is het doorlichtvermogen voor het zeer klein geconstrueerde omhulsel volgens fig. 2 beperkt tot ongeveer 150 W, zooals hierboven reeds werd vermeld.

We wezen er reeds op, dat bij een hoogere basistemperatuur de marge tot de hoogste toe te laten focustemperatuur kleiner wordt. Gaat men dus onmiddellijk na het doorlichten over tot een opname, zooals geregeld geschiedt bij het bovengenoemde maagonderzoek en wat ook algemeen als grondslag voor het vaststellen van de belastbaarheid van elke röntgenbuis wordt aangenomen, dan verkeert de heete wolfraamanode in het nadeel ten opzichte van de minder heete koperanode. Met dit feit is bij het aequivalent maken der wolfraamanodebuis aan de oude „Rotalix" reeds rekening gehouden door de straal van de anode nog dienovereenkomstig extra te vergrooten. De in fig. 5 uitgezette belastbaarheid geldt dan ook voor een wolfraam-koper-anode met basistemperatuur van 450 °C en een wolfraamanode met basistemperatuur van 800 °C [12]).

Natuurlijk is het niet te vermijden, dat bij het rood gloeiend staan van de wolfraamschijf ook een zekere warmtestroom door de as, die de schijf draagt, naar achteren en daarmee naar de koperen rotor wordt geleid (zie fig. 1). Men moet er dus op letten, dat de rotor niet te warm wordt. Te dien einde is de warmte-overdracht door straling van de draaiende rotor op de stilstaande anodehouder opgevoerd door te zorgen voor goed stralende (gezwarte) oppervlakken. Men zou ook kunnen trachten de warmtestroom door de as zoo klein mogelijk te houden, door deze as lang en dun te maken en er een slecht warmtegeleidend materiaal voor te kiezen. Echter is men hierin niet geheel vrij, daar de as eenerzijds voldoende stijf, dwz. voldoende kort en dik moet

[11]) De kogellagers worden gesmeerd met een zacht metaal; bij de Philips-buizen met lood. De dampdruk hiervan is bij de in de practijk voorkomende temperaturen der lagers uitermate gering, zoodat het hoogvacuum in de buis zoo goed intact blijft, dat ook kan worden voldaan aan de extreem hooge eischen wat betreft reproduceerbaarheid, die de moderne diagnostiek met automatische buisstroominstelling meebrengt (zie: H. A. G. Hazeu en J. M. Ledeboer. Een universeel apparaat voor röntgendiagnostiek, Philips techn. T. 6, 12, 1941).

[12]) Men kan, hetgeen ook wel wordt toegepast, de basistemperatuur nog wat verlagen door het wolfraam beter te doen stralen, bijv. door het zwart te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn om het aandrijvende koppel over te brengen en niet in buigtrillingen te geraken, anderzijds ook (althans wat het voorste uiteinde betreft) op hooge temperatuur ontgast moet kunnen worden. Een niet al te groote warmteweerstand van de as heeft trouwens ook het voordeel, dat dan de warmtecapaciteit van de koperen rotor er nog wat toe kan bijdragen om de belastbaarheid van de anode bij opnamen met zeer lange belastingstijden te verbeteren.

Perspectieven voor een verdere ontwikkeling

Resumeerende kunnen wij zeggen, dat de combinatie wolfraam-koper als anodemateriaal zekere voordeelen biedt, indien men de winst, die het principe van de draaiende anode levert, ten volle wil benutten; dat echter het toepassen van uitsluitend wolfraam het, wat de fabricage betreft, gemakkelijker maakt om te voldoen aan de eischen, die voor het algemeene gebruik in de normale röntgendiagnostiek worden gesteld. Alleen voor die speciale doeleinden, waarbij langere belichtingstijden dan enkele seconden een rol spelen, met name voor röntgencinematografie, is de wolfraam-koper-anode gunstiger, zoodat het zeer wel mogelijk is, dat zij op dit gebied, eventueel in nog verbeterde vorm, wel degelijk haar beteekenis zal behouden.

Intusschen is voor de wolfraamanode de ontwikkeling nog geenszins afgesloten. Al kan er, volgens hetgeen werd uiteengezet, voor haar geen sprake van zijn, de warmtecapaciteit van de wolfraam-koper-anode te evenaren, toch bestaan er wel degelijk mogelijkheden om op dit punt nog een zekere vooruitgang te bereiken en daarmee de belastbaarheid der buis bij lange belichtingstijden nog noemenswaard te verbeteren. Een weg hiertoe is het uitwerken van methoden om grootere wolfraamstaven te sinteren. In de laatste tijd is het inderdaad gelukt wolfraamschijven te maken van meer dan 350 gram in plaats van het reeds genoemde gewicht van 225 gram. De belastbaarheid bij lange belichtingstijden wordt op deze wijze meer dan 50% verhoogd; een buis met een dergelijke anode is nu tot ongeveer 8 sec nog minstens gelijkwaardig met een buis voorzien van een wolfraam-koper-anode van 1 kg.

Overigens is het voor de genoemde lange belichtingstijden niet alleen van belang, dat het gewicht van de wolfraamschijf wordt opgevoerd, maar ook, dat hierbij tevens het oppervlak wordt vergroot. Bij de heete wolfraamanode levert nl. de, met het oppervlak evenredige, straling (die bij de relatief koude wolfraam-koper-anode kon worden verwaarloosd) een belangrijke bijdrage tot de koeling van de anode: een gezwarte schijf van 80 mm diameter straalt bij 1400 °C meer dan 2 kW uit.

Tenslotte willen wij ook nog even de mogelijkheid onder oogen zien, dat een verhooging van de specifieke focusbelasting bij zeer korte belichtingstijden aan de orde wordt gesteld. De betrekkelijk beperkte mogelijkheden, die in dit opzicht nog bestaan, hebben we in de inleiding reeds aangestipt: vergrooten van de diameter en van de omwentelingssnelheid der anode. Wat het eerste betreft, deze troef hebben wij bij het overgaan van de wolfraam-koper-anode op de wolfraam-anode reeds ten deele uit handen gegeven, daar wij de wolfraamschijf een grootere diameter gaven om de slechtere warmtegeleiding en de geringere marge van basis- tot focustemperatuur te compenseeren. Wat het tweede betreft, is de zooveel lichtere wolfraamanode weer belangrijk in het voordeel, daar het hierbij veel eerder mogelijk zal zijn om het op zichzelf reeds hooge toerental nog aanzienlijk op te voeren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FREQUENTIEMODULATIE

door Th. J. WEIJERS.

621.396.619

Na een korte bespreking van de verschillende wijzen, waarop men een draaggolf van hooge frequentie kan moduleeren bijv. met een hoorbare frequentie, zoodat deze laatste dan geschikt is gemaakt voor radio-overdracht, wordt de methode der frequentiemodulatie nader uiteengezet. De hiervoor benoodigde zender en ontvanger worden in principe beschreven. Tenslotte wordt nog in het bijzonder aandacht besteed aan de zg. niet-quasistationnaire verschijnselen en hun rol bij de frequentiemodulatie. Men dient er zich nl. goed rekenschap van te geven, dat men voor de frequentie in de verschillende uitdrukkingen niet steeds eenvoudigweg de momenteele frequentie mag gebruiken.

Wil men een hoorbaar geluid overbrengen door middel van radio, dan kan dit nooit geschieden door dit geluid rechtstreeks om te zetten in een electromagnetische trilling, want voor radio-overdracht zijn veel hoogere frequenties noodig. Men dient een hoogfrequente trilling uit te zenden als draaggolf en daarop dan het laagfrequente rhythme van het over te brengen geluid op de één of andere wijze te enten. Gewoonlijk doet men dit door de amplitude van de hoogfrequente trilling te moduleeren volgens het laagfrequente geluidsrhythme en spreekt dan van amplitudemodulatie. Reeds in den beginne der radiopractijk was het echter wel bekend, dat men in principe ook zóó zou kunnen moduleeren, dat men de amplitude der hoogfrequente draaggolf constant houdt, maar de frequentie varieert in het over te brengen laagfrequente rhythme. Aanvankelijk heeft men toen gemeend, dat in een dergelijk systeem van zoogenaamde frequentiemodulatie het voordeel kon steken om signalen met een kleinere bandbreedte in het hoogfrequente gebied te kunnen overbrengen, zoodat men dan meer zenders zou kunnen onderbrengen in éénzelfde frequentiegebied der draaggolven.

Nadat echter Carson [1]) in 1922 had laten zien, dat dit onjuist was, heeft men in de daaropvolgende jaren voorloopig geen ernstige pogingen meer aangewend een systeem van frequentiemodulatie toegepast te krijgen voor de radio-omroep. Aan een dergelijk streven werd in 1936 weer nieuw leven ingeblazen, doordat toen Armstrong [2]) aantoonde, dat frequentiemodulatie het voordeel kan geven, dat men bij de ontvangst de invloed van storingen sterker kan verminderen, dan het geval is bij de gebruikelijke amplitudemodulatie. Sindsdien heeft inderdaad de frequentiemodulatie weer een steeds toenemende belangstelling gewekt en zijn de eigenschappen en practische mogelijkheden van dit systeem dan ook ter dege onderzocht. Daar wij ons voorstellen in dit tijdschrift nog wel meerdere malen problemen te zullen aanroeren, die samenhangen met frequentiemodulatie, willen wij in dit artikel het principe der frequentiemodulatie nader uiteenzetten, waarna het karakteristieke van de hiervoor bedoelde zenders en ontvangers zal worden besproken. Een afzonderlijk hoofdstuk hebben wij gewijd aan de rol der niet-quasistationnaire verschijnselen bij de frequentiemodulatie. In een later artikel zullen dan de beide systemen van amplitude- en frequentiemodulatie met elkaar worden vergeleken, wat betreft hun doeltreffendheid voor verschillende toepassingen.

Het moduleeren van trillingen

Een enkelvoudige harmonische trilling, zooals in *fig. 1a* is afgebeeld, kan men voorstellen door:

$$V = A \cos (\omega_0 t + \varphi), \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

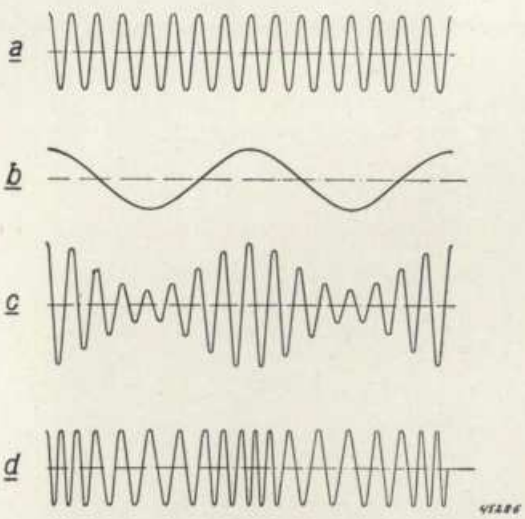

Fig. 1. *a*) Ongemoduleerde hoogfrequente trilling.
b) Moduleerende laagfrequente trilling.
c) Amplitudegemoduleerde trilling.
d) Frequentiegemoduleerde trilling.

[1]) J. R. Carson, Notes on the theory of modulation, Proc. I.R.E. **10**, 57, 1922.
[2]) E. H. Armstrong, A method of reducing disturbances in radiosignaling by a system of frequency modulation, Proc. I.R.E. **24**, 689, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin A, ω_0 en φ niet van t afhangen. Men noemt A de amplitude en $\omega_0 t + \varphi$ de fase van de trilling. Teneinde radio-overdracht van deze trilling mogelijk te maken is het noodig, dat de frequentie $f_0 = \omega_0/2\pi$ veel hooger ligt dan het hoorbare gebied. Het overbrengen per radio van een trilling met een hoorbare frequentie kan dus nooit rechtstreeks plaats vinden. Men vervormt een hoogfrequente trilling in het rhythme van de over te brengen laagfrequente trillingen zoodanig, dat radio-overdracht mogelijk blijft, dwz. dat de resulteerende trilling kan worden beschouwd als de som van eenige sinusvormige componenten met voldoend hooge frequenties, gelegen in een relatief voldoend smal frequentiegebied. Dit kan principieel op twee verschillende manieren gebeuren: men kan de amplitude A vervormen en spreekt dan van amplitudemodulatie, of men kan de fase $\omega_0 t + \varphi$ vervormen en spreekt dan van fasemodulatie [3]); zooals verderop nog zal blijken, is de frequentiemodulatie een bijzonder geval hiervan.

Eenvoudigheidshalve onderstellen we voorloopig, dat men één enkele sinusvormige laagfrequente trilling $B \cos qt$, zooals in fig. 1*b* is geteekend, wenscht over te brengen. Van deze trilling moeten nu de amplitude B en de fase qt worden overgebracht.

Doet men dit door middel van amplitudemodulatie, dan vervangt men in (1) de constante amplitude A door $A\ (1 + m \cos qt)$, waarbij m evenredig is met B. Ter voorkoming van distorsie bij de detectie in de ontvanger zorgt men, dat $m < 1$ blijft. De over te brengen trilling wordt voorgesteld door:

$$V = A\ (1 + m \cos qt) \cos \omega_0 t \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De faseconstante φ in (1) is hierbij van geen belang en is daarom in (2) eenvoudigheidshalve weggelaten. Deze trilling is voorgesteld in fig. 1*c*. De varieerende amplitude hiervan is, zoowel in amplitude als in fase, een afbeelding van de over te brengen trilling $B \cos qt$ (kromme *b*). Hierbij valt op te merken, dat de nulpunten, dwz. de oogenblikken, waarop de hoogfreqente trilling door nul gaat, door de modulatie niet worden gewijzigd.

Men kan (2) ontbinden in drie sinusvormige componenten:

$$A\ (1 + m \cos qt) \cos \omega_0 t = A \cos \omega_0 t + \\ + A \frac{m}{2} \cos (\omega_0 + q)t + A \frac{m}{2} \cos (\omega_0 - q)t.$$

[3]) In principe kan men ook de amplitude en de fase beide vervormen, doch deze mogelijkheid wordt weinig of niet toegepast en blijft hier verder dan ook onbesproken.

$A \cos \omega_0 t$ noemt men de draaggolf, de beide andere termen de neventrillingen. De frequenties van deze drie componenten kunnen voldoen aan de bovengenoemde voorwaarden voor radio-overdracht; de hoekfrequenties $\omega_0 - q$, $\omega_0 + q$ zijn voldoende hoog en liggen in een gebied, dat relatief voldoende smal is, indien men slechts ω_0 voldoende groot kiest. Onder de relatieve breedte van het frequentiegebied verstaat men in dit geval de grootheid $2q/\omega_0$.

De drie genoemde componenten kan men voorstellen in een vectordiagram (*fig. 2*). De draaggolf $A \cos \omega_0 t$ wordt voorgesteld door de stilstaande vector OA, waarbij de oogenblikswaarde gelijk is aan de projectie van deze vector op de lijn, die met een hoeksnelheid ω_0 om O draait; de beide andere componenten worden voorgesteld door de vectoren AB en AC, die met een hoeksnelheid q in onderling tegengestelde richtingen om het punt A draaien. De amplitudegemoduleerde trilling (2) wordt voorgesteld door de som dezer drie vectoren, dus door de stilstaande vector OD van veranderlijke lengte.

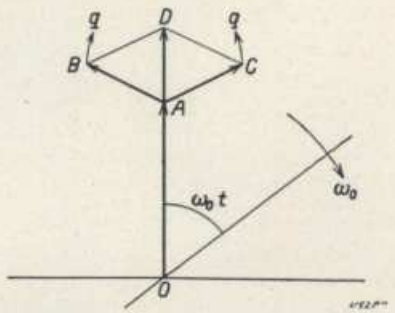

Fig. 2. Vectordiagram voor een sinusvormig amplitudegemoduleerd signaal OD. OA is de hoogfrequente draaggolf met hoekfrequentie ω_0. AB en AC stellen de neventrillingen voor met de hoekfrequenties $\omega_0 - q$ en $\omega_0 + q$. Gemakshalve spreken wij verder in dit artikel steeds van freguentie, ook als een hoekfrequentie is bedoeld.

Een dergelijke trilling kan men voortbrengen in een zender, bestaande uit een oscillator met een versterker. Aan het rooster van de versterkerbuis wordt de oscillatorspanning $A \cos \omega_0 t$ toegevoerd. De versterking van deze buis verandert evenredig met de roostergelijkspanning of met de anodegelijkspanning. Varieert men één dezer spanningen evenredig met $1 + m \cos qt$, dan levert de zender dus de gewenschte trilling evenredig met $A\ (1 + m \cos qt) \cos \omega_0 t$. Men spreekt dan van rooster- resp. anodemodulatie, naar gelang de methode, waarop men in de zender het amplitudegemoduleerde signaal voortbrengt.

In de ontvanger wordt deze trilling toegevoerd aan een detector, bijv. een diode-detector met condensator en lekweerstand. Wordt aan deze detector een ongemoduleerde trilling met een voldoend

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

groote amplitude toegevoerd, dan ontstaat over de lekweerstand een gelijkspanning, die bij benadering gelijk is aan de amplitude van de toegevoerde trilling. De frequentie van de toegevoerde trilling heeft bij dit detectieproces practisch geen invloed, mits deze frequentie voldoende hoog is. Verandert de amplitude van de trilling langzaam, dan verandert de gevormde spanning over de lekweerstand op overeenkomstige wijze. Is de amplitude van de trilling $A\ (1 + m \cos qt)$, dan is de door de detector geleverde spanning ook $A\ (1 + m \cos qt)$ en hiermee heeft men de gewenschte laagfrequente trilling $Am \cos qt$ verkregen. De gelijkspanningscomponent A interesseert ons niet; hij wordt door een condensator verwijderd gehouden van de volgende versterkerbuis.

Wenscht men de laagfrequente trilling $B \cos qt$ over te brengen door middel van fasemodulatie, dan vervangt men in (1) het gedeelte φ van de fase door $m \sin qt$, zoodat (1) overgaat in [4]):

$$V = A \cos (\omega_0 t + m \sin qt) \quad . \ . \ . \quad (3)$$

Evenmin als de amplitudegemoduleerde trilling verandert deze trilling sinusvormig met de tijd en men kan er dus geen bepaalde frequentie aan toekennen. Wel kan men echter spreken van een veranderlijke momenteele frequentie. Om deze momenteele frequentie te definieeren, beschouwen we een niet-sinusvormige trilling:

$$y_1 = A \cos \{f(t)\}, \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (4)$$

waarbij $f(t)$ op een willekeurige wijze met de tijd verandert. Wij zoeken hierbij een sinusvormige trilling:

$$y_2 = B \cos (\omega t + \varphi), \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (5)$$

die voor de beschouwde waarde van t zoo goed mogelijk met de trilling y_1 overeenkomt en noemen dan de frequentie van y_2 de momenteele frequentie van y_1. Wat men wil verstaan onder „zoo goed mogelijk overeenkomen", is tot op zekere hoogte willekeurig. Van de trilling y_2 kan men de amplitude B, de frequentie ω en de fasehoek φ kiezen; men kan deze trilling dus aan drie voorwaarden laten voldoen. De meest doeltreffende keuze wordt verkregen, als men $A = B$, $y_1 = y_2$ en $dy_1/dt = dy_2/dt$ stelt en hieruit B, ω en φ berekent. Men vindt dan o.a.:

$$\omega = \frac{df(t)}{dt} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (6)$$

en noemt deze frequentie bij definitie [5]) de momenteele frequentie ω_m van y_1. Past men deze definitie toe op de fasegemoduleerde trilling (3), dan vindt men voor de momenteele frequentie:

$$\omega_m = \omega_0 + mq \cos qt = \omega_0 + \Delta\omega \cos qt. \quad (7)$$

Deze varieert dus tusschen $\omega_0 - \Delta\omega$ en $\omega_0 + \Delta\omega$. Men noemt $\Delta\omega = mq$ de frequentiezwaai en $m = \Delta\omega/q$ de modulatie-index. Fig. 1*d* stelt de fasegemoduleerde trilling (3) voor. Door de modulatie verandert de amplitude niet, maar verschuiven de nuldoorgangen: deze

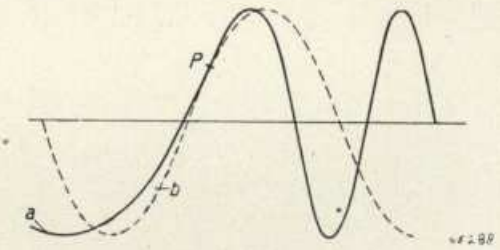

Fig. 3. De kromme *a* stelt een fasegemoduleerd signaal voor, terwijl *b* de sinusvormige trilling is, waarvan de frequentie gelijk is aan de momenteele frequentie ω_m van *a* in het punt *P*.

liggen nu eens dichter bij elkaar, dan weer verder van elkaar dan bij de ongemoduleerde trilling. De trilling (5) is in *fig. 3* voor de omgeving van één punt gestippeld geteekend. Het is een sinuslijn (*b*) met dezelfde amplitude als de gemoduleerde trilling (*a*), gaat door het beschouwde punt P en heeft in dit punt dezelfde raaklijn.

Men kan ook omgekeerd redeneeren. Uit (6) volgt: $f(t) = \int \omega dt$. Een trilling met een momenteele frequentie $\omega_m(t)$ heeft dus de gedaante $y = A \cos \int \omega_m dt$. Wil men een laagfrequente trilling $B \cos qt$ overbrengen, dan kan men dit doen door een trilling, waarvan de momenteele frequentie $\omega_0 + \Delta\omega \cos qt$ is, waarbij $\Delta\omega$ evenredig is met B. Deze trilling is dus $y = \cos \int (\omega_0 + \Delta\omega \cos qt)\, dt = \cos (\omega_0 t + \Delta\omega/q \sin qt)$. Hieruit blijkt, waarom in (3) sin qt is genomen en niet cos qt.

Bij het overbrengen van spraak of muziek moet niet één enkele frequentie, maar een geheel frequentiegebied worden overgebracht. Men kan het modulatiesysteem (zender en ontvanger) nu zóó inrichten, dat de modulatie-index m onafhankelijk is van de frequentie q van de moduleerende trilling. Dan is de frequentiezwaai $\Delta\omega = qm$ evenredig met deze frequentie. Men spreekt dan gewoonlijk van fasemodulatie in engere zin. Men kan het echter ook zóó inrichten, dat niet m, maar de frequentiezwaai $\Delta\omega$ onafhankelijk is van de frequentie q van de moduleerende trilling. Dan is dus

[4]) Waarom in (3) sin qt i. gezet en niet cos qt zal verderop duidelijk worden.

[5]) Deze zelfde definitie is ook gebezigd door Helmholtz voor acoustische trillingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de modulatie-index $m = \Delta\omega/q$ omgekeerd evenredig met deze frequentie. Men spreekt dan van frequentiemodulatie. In beide gevallen zijn zoowel $\Delta\omega$ als m evenredig met de amplitude van de moduleerende trilling. Het is nu gebleken, zoowel theoretisch als practisch, dat frequentiemodulatie te verkiezen is boven fasemodulatie in engere zin.

frequenties oplevert, krijgt men bij frequentiemodulatie een oneindig voortloopende reeks trillingen, waarvan de frequenties van de opvolgende componenten telkens een bedrag q verschillen en symmetrisch zijn gelegen ten opzichte van de frequentie van de ongemoduleerde trilling, die men centrale frequentie noemt.

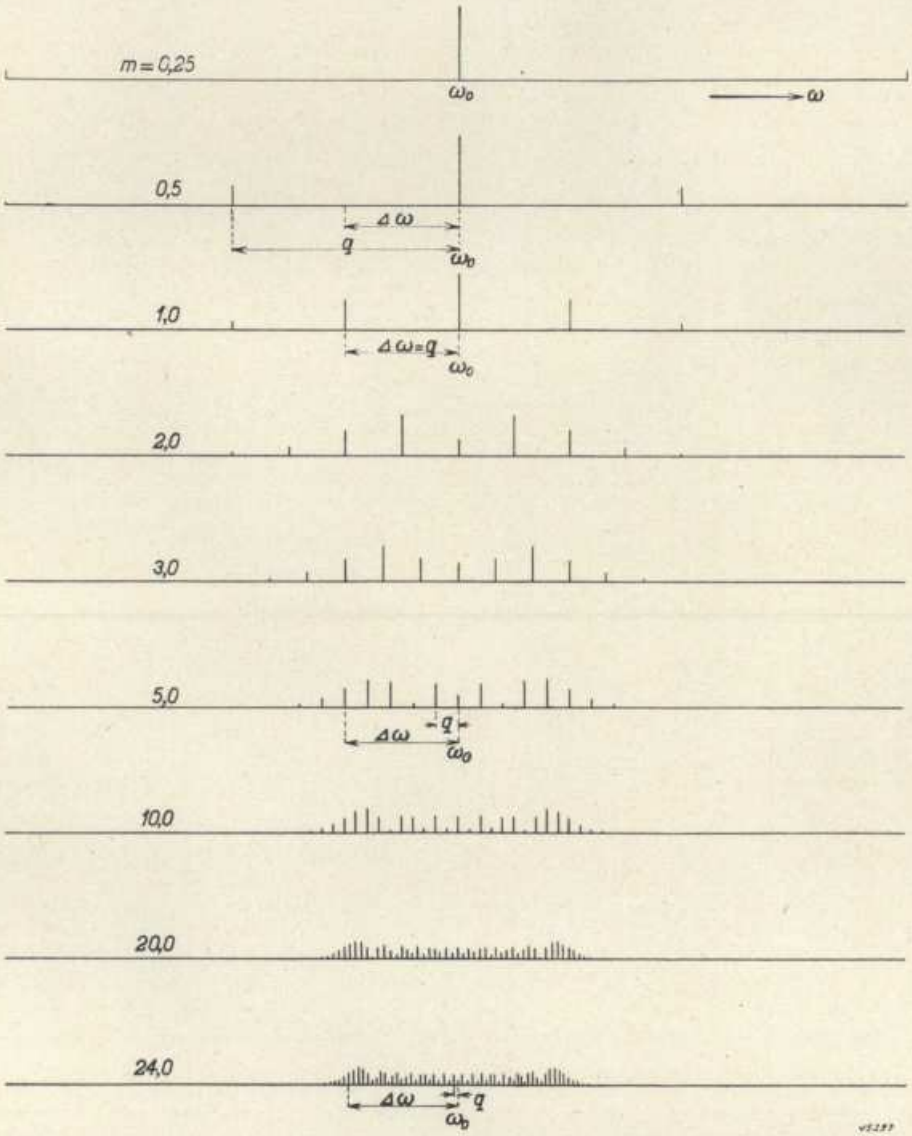

Fig. 4. Frequentiespectra van frequentiegemoduleerde signalen[6]) met verschillende modulatie-indices $m = \Delta\omega/q$ en constante frequentiezwaai $\Delta\omega$.

Daarom zullen we ons verder uitsluitend met frequentiemodulatie bezighouden.

Frequentiemodulatie

Men kan een sinusvormig frequentiegemoduleerde trilling (3) ook ontbinden in sinusvormige componenten. In tegenstelling met amplitudemodulatie, waar deze ontbinding één draaggolf en twee neven-

Fig. 4 geeft een voorstelling van de amplituden en frequenties der componenten[6]) voor verschillende waarden van de modulatie-index m. Hierbij valt op te merken, dat, hoewel de momenteele frequentie ω het geheele frequentiegebied van $\omega_0 - \Delta\omega$ tot $\omega_0 + \Delta\omega$ continu doorloopt, in dit

[6]) Balth. van der Pol, Proc. I.R.E. **18**, 1201, 1930.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentiegebied toch slechts een eindig aantal sinusvormige componenten optreedt; bovendien, dat er componenten optreden, wier frequenties buiten het gebied liggen, dat door de momenteele frequentie wordt bestreken. Bij constante frequentiezwaai $\Delta\omega$ wordt het door de momenteele frequentie bestreken gebied des te dichter bezet met componenten, naarmate q kleiner is, dwz. naarmate de modulatie-index m grooter is. Dit alles behoeft echter geen verwondering te wekken, indien men bedenkt, dat het begrip momenteele frequentie eenigszins willekeurig is gedefinieerd. Verder blijkt uit fig. 4, dat, indien $m > 1$, dus $\Delta\omega > q$, de amplituden der componenten, wier frequenties meer dan ongeveer 1,5 $\Delta\omega$ van de centrale frequentie verschillen, zeer klein en practisch te verwaarloozen zijn. Is $m < 1$, dus $\Delta\omega < q$, dan zijn de eerste, hoogstens de eerste twee componenten ter weerszijden van ω_0 van belang. In dit geval liggen er echter in het geheel geen door de modulatie veroorzaakte componenten in het door de momenteele frequentie bestreken gebied. Is m klein (bijv. $m < 0{,}25$), dan treedt practisch alleen de centrale frequentie met twee nevenfrequenties op. Deze drie componenten zijn in *fig. 5* door vectoren voorgesteld op overeenkomstige wijze als in fig. 2 voor amplitudemodulatie, doch het verschil is, dat de resultante van de componenten met de nevenfrequenties nu niet in de richting van, doch loodrecht op de component met de centrale frequentie staat. De som dezer drie vectoren is een vector OD, waar-

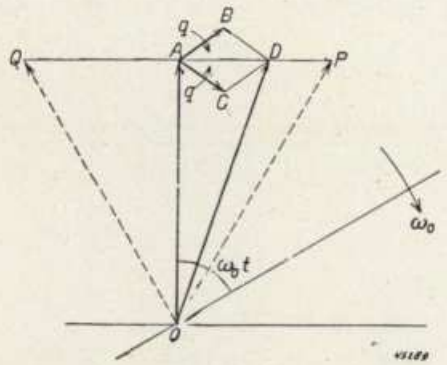

Fig. 5. Benaderend vectordiagram voor een sinusvormig frequentiegemoduleerd signaal cos $(\omega_0 t + m \sin qt)$, waarvan de modulatie-index m hoogstens $^1/_4$ bedraagt. OA ongemoduleerde trilling met frequentie ω_0; AB en AC neventrillingen resp. met frequenties $\omega_0 - q$ en $\omega_0 + q$; OD gemoduleerd signaal.

van het uiteinde zich beweegt langs de rechte lijn PQ, die loodrecht staat op de vector OA van de centrale frequentie. De amplitude van de vector is dus niet geheel constant. Dit vindt zijn oorzaak in de verwaarloozing der overige nevenfrequenties. Brengt men aan iedere zijde van de draaggolf nog een nevenfrequentie in rekening, die kan worden voorgesteld door twee kleinere vectoren, die roteeren met de dubbele hoeksnelheid van de eerste twee nevenfrequenties, dan geeft de som dezer vijf vectoren een betere benadering van de juiste vector, die met behoud van zijn lengte schommelt tusschen de standen OT en OU (in *fig. 6* aangegeven) en die men verkrijgt door alle (dus oneindig vele) nevenfrequenties in rekening te brengen.

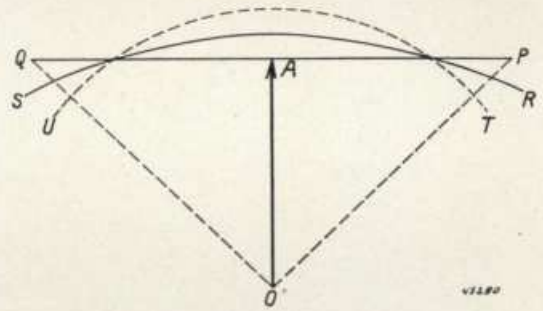

Fig. 6. De vector OA stelt de ongemoduleerde trilling voor. Op de rechte lijn $PQ \perp OA$ ligt het eindpunt van de vector, die de som van de ongemoduleerde trilling met één stel neventrillingen voorstelt. Het eindpunt van de vector, die de som van de ongemoduleerde trilling met twee stel neventrillingen voorstelt, beweegt zich langs de kromme RS. Het eindpunt van de vector, die de som voorstelt van de ongemoduleerde trilling met alle (oneindig vele) neventrillingen, beweegt zich langs de cirkelboog TU.

Bij amplitudemodulatie is een bandbreedte noodig, gelijk aan tweemaal de hoogste over te brengen audiofrequentie; bij frequentiemodulatie heeft men voor een ideale overdracht strikt genomen het geheele oneindige frequentiegebied noodig; practisch is echter een frequentiegebied gelijk aan ongeveer driemaal de frequentiezwaai voldoende als $\Delta\omega > q$, en gelijk aan $2q$ als $\Delta\omega < q$. Door toepassing van frequentiemodulatie spaart men dus geen ruimte in het frequentiespectrum, zooals men vroeger wel heeft gemeend, doch heeft daarentegen meer ruimte noodig!

Zender voor frequentiemodulatie

Een zender voor frequentiemodulatie kan op verschillende wijzen worden ingericht. Armstrong gaat hierbij als volgt te werk. Een door een kristal gestuurde oscillator levert de centrale frequentie. Deze wordt door de over te brengen laagfrequente trilling amplitudegemoduleerd in een balansmodulator, die zoodanig is ingericht, dat deze alleen de twee zijbanden, zonder draaggolf, levert. Deze draaggolf wordt er daarna met een fasedraaiing van $\pi/2$ en met groote amplitude weer aan toegevoerd, zoodat een trilling overeenkomstig fig. 5 ontstaat. Hierbij wordt ervoor ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zorgd, dat $\angle POA < \pi/12$, waardoor de amplitudevariatie is te verwaarloozen. Het argument van $\cos(\omega_0 t + m \sin qt)$, voorgesteld door de veranderlijke vector OD, varieert tusschen $\omega_0 t + m$ en $\omega_0 t - m$. Hieruit volgt, dat $\angle POA = m$. De voorwaarde, dat $\angle POA < \pi/12$, wil dus zeggen, dat $m = \Delta\omega/q < \pi/12$, dus $\Delta\omega < \pi/12 \cdot q$. Voor een lage frequentie, bijv. $q = 2\pi \cdot 30$ sec^{-1}, is dan $\Delta\omega < \pi/12 \cdot 2\pi \cdot 30 \approx 50$. Voor hoogere modulatiefrequenties is $\Delta\omega$ wel is waar evenredig grooter, doch zelfs voor de hoogste modulatiefrequenties, die practisch voorkomen, bijv. $q = 2\pi \cdot 15\,000$, correspondeerende met het hoogste hoorbare trillingsgetal, is toch de frequentiezwaai niet grooter dan $2\pi \cdot 25\,000$ sec^{-1}. Bovendien zou men op de zoo juist beschreven wijze fasemodulatie in engere zin verkrijgen, want de modulatie-index m is hierbij constant. Teneinde echter frequentiemodulatie te verkrijgen (dwz. de frequentiezwaai $\Delta\omega$ onafhankelijk van de moduleerende frequentie) wordt het laagfrequente signaal vóór de amplitudemodulatie geleid door een netwerk, waarin de amplituden der verschillende frequenties omgekeerd evenredig met de moduleerende frequentie worden versterkt. Teneinde een groote frequentiezwaai te verkrijgen, die, zooals wij in een later artikel zullen bespreken, gewenscht is, wordt de frequentie van het gemoduleerde signaal in eenige opeenvolgende trappen vermenigvuldigd, alvorens het wordt overgebracht. Daarbij worden zoowel de centrale frequentie ω_0 als de frequentiezwaai $\Delta\omega$ vermenigvuldigd. Het voordeel van deze methode is, dat wordt uitgegaan van een door een kristal gestuurde oscillator, waardoor de centrale frequentie zeer constant is.

Bij een andere, veel in zenders toegepaste, modulatiemethode wordt de capaciteit van de trillingskring veranderd. Schakelt men nl. een condensatormicrofoon parallel aan de afgestemde kring van een oscillator, dan varieert de capaciteit van de kring bij het bespreken van de microfoon. De momenteele frequentie van de oscillator varieert daardoor ook. Is de capaciteitsvariatie klein ten opzichte van de totale capaciteit van de kring, dan is de variatie van de momenteele frequentie bij benadering evenredig met de capaciteitsvariatie. Het is in de practijk echter een bezwaar om de microfoon rechtstreeks in de oscillatorkring op te nemen. Teneinde dit te vermijden schakelt men liever parallel aan de oscillatorkring een zoogenaamde reactantiebuis, die als veranderlijke capaciteit of veranderlijke zelfinductie dienst doet [7]). De werking van deze reactantiebuis is als volgt. Tusschen anode en kathode van een penthode wordt een wisselspanning aangelegd. Tusschen rooster en kathode wordt een wisselspanning aangelegd met dezelfde frequentie, doch in fase verschoven ten opzichte van de anodespanning. De roosterspanning kan op eenvoudige wijze worden afgeleid uit de anodespanning door bijv. tusschen anode en rooster een weerstand R en tusschen rooster en kathode een capaciteit C aan te brengen (*fig. 7*). Hierbij is $V_g = V_a/(1+jR\omega C)$. De anodewisselstroom is bij benadering $I_a = SV_g = V_aS/(1+jR\omega C)$, als S de

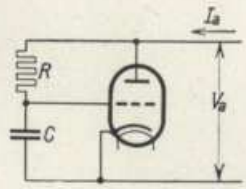

Fig. 7. Schakeling voor de reactantiebuis. Met behulp van de weerstand R en de condensator C wordt de roosterspanning afgeleid uit de anodespanning V_a.

steilheid van de karakteristiek voorstelt. De impedantie, gemeten tusschen anode en kathode, is nu $V_a/I_a = 1/S + jR\omega C/S$ en derhalve gelijkwaardig met een serieschakeling van een weerstand $1/S$ en een zelfinductie RC/S. Hierbij is ondersteld, dat de impedantie van de serieschakeling van R en C zoo groot is, dat de stroom door deze impedantie verwaarloosd mag worden ten opzichte van de anodewisselstroom. Door de negatieve roosterspanning van de buis te varieeren, verandert men de steilheid S en daardoor ook de effectieve zelfinductie RC/S en daarmee tenslotte de frequentie van de oscillator, op welks kring de reactantiebuis parallel is geschakeld (*fig. 8*). Men kan ook R en C verwisselen, waardoor de reactantiebuis aequivalent wordt met de serieschakeling van een weerstand en een capaciteit. In plaats van de condensator C kan men na-

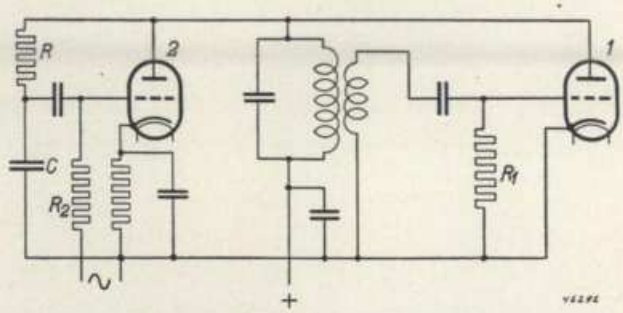

Fig. 8. Oscillatorschakeling met oscillatorbuis *1* en reactantiebuis *2*. R en C zijn aangebracht volgens fig. 7. Over de groote weerstand R_2 wordt het moduleerende signaal aan het rooster toegevoerd.

[7]) Vgl. ook: Philips techn. T. **4**, 91, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tuurlijk even goed een zelfinductie L gebruiken.

Voert men nu over de weerstand R_2 aan het rooster de moduleerende laagfrequente spanning toe, afkomstig van de microfoon, dan verkrijgt men in de oscillatorkring het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal. De frequentie der frequentieverandering hiervan is gelijk aan de frequentie van het moduleerende signaal. De frequentiezwaai is, bij geschikte eigenschappen van de gebezigde buis en doelmatige dimensionneering der overige schakelelementen, met voldoende benadering evenredig met de amplitude van het moduleerende signaal, mits de frequentiezwaai niet te groot wordt.

Ontvanger voor frequentiemodulatie

In de ontvanger moet het frequentiegemoduleerde signaal weer worden omgezet in een laagfrequente trilling, die een getrouwe afbeelding is van de spanning aan de microfoon. De in de amplitudemodulatie-ontvanger toegepaste detector (diode) reageert alleen op de amplitude, niet op de frequentie van het toegevoerde hoogfrequente signaal en is dus bij frequentiemodulatie, waar de amplitude constant is, niet zoomaar te gebruiken. Daarom wordt in de frequentiemodulatie-ontvanger het frequentiegemoduleerde signaal eerst omgezet in een amplitudegemoduleerd signaal en daarna toegevoerd aan een diode-detector. Dit omzetten van een frequentiegemoduleerd in een amplitudegemoduleerd signaal geschiedt door middel van een frequentiedetector, d.i. een netwerk, dat een hoogfrequente spanning levert, waarvan de amplitude met voldoende benadering een lineaire functie is van de frequentie van de aangelegde spanning, indien de amplitude van deze aangelegde spanning constant is. Als zoodanig is bijv. een keten te gebruiken, die bestaat uit de serieschakeling van een weerstand, een zelfinductie en een capaciteit. De resonantiekromme, die de spanning E over deze kring als functie van de frequentie weergeeft bij constante stroom door de keten, bezit een gedeelte, dat bij benadering recht is (AB in *fig. 9*). Varieert de frequentie van de stroom over het bij dit nagenoeg rechte gedeelte behoorende gebied, dan is de variatie van de spanning E over de keten evenredig met deze frequentieverandering.

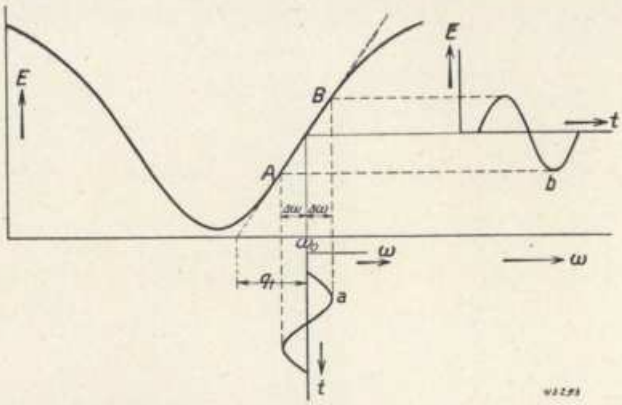

Fig. 9. Amplitude van de hoogfrequente spanning E over een serieschakeling van weerstand, zelfinductie en capaciteit als functie van de frequentie ω. Onderstellen wij, dat de momenteele frequentie volgens a sinusvormig varieert met de tijd t, dan krijgen wij het bij b weergegeven verband tusschen de momenteele amplitude E van het gemoduleerde hoogfrequente signaal en de tijd t.

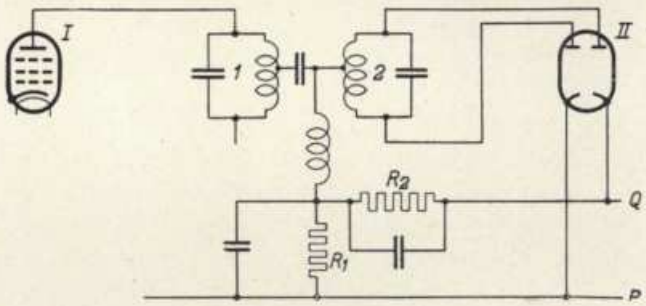

Fig. 10. Detectorschakeling voor frequentiegemoduleerde signalen. I laatste middenfrequentiebuis; II duo-diode. 1 en 2 zijn de primaire en de secundaire kring van de frequentiedetector. Tusschen de punten P en Q verkrijgen wij het gedetecteerde laagfrequente signaal.

De sinuslijn a stelt de momenteele frequentie ω_m van het gemoduleerde signaal voor als functie van de tijd t; de sinuslijn b stelt de momenteele amplitude E voor van de hoogfrequente spanning over de kring als functie van de tijd t. Deze amplitude is, afgezien van een constant bedrag, evenredig met de momenteele frequentie van het gemoduleerde signaal verminderd met de centrale frequentie. Deze spanning, die dus frequentiemodulatie en amplitudemodulatie beide bevat, voert men toe aan een diode-detector, die niet reageert op de frequentiemodulatie, doch wel op de amplitudemodulatie van deze spanning. Van een frequentiegemoduleerd signaal $\cos\{f(t)\}$ met een centrale frequentie ω_0 verkrijgt men zoodoende een laagfrequent signaal, dat evenredig is met de momenteele frequentie verminderd met de centrale frequentie, dus met $\{df(t)/dt\} - \omega_0$.

Verlengen wij het nagenoeg rechte gedeelte AB van de karakteristiek in fig. 9 tot aan de frequentieas, dan wordt deze as gesneden in een punt, dat op een afstand q_1 van de centrale frequentie ω_0 ligt. In fig. 9 kunnen wij zien, dat de spanning E een amplitudemodulatie bezit met een modulatiediepte $\Delta\omega/q_1$. Het ideaal zou zijn, dat de karakteristiek inderdaad geheel verliep volgens de rechte stippellijn; dan immers zou het signaal, dat na de frequentiedetectie ontstaat, een amplitude-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

modulatie van 100 % hebben verkregen tengevolge van een frequentiezwaai q_1 der oorspronkelijke frequentiemodulatie.

Een andere veel toegepaste detectorschakeling voor frequentiegemoduleerde signalen is in *fig. 10* weergegeven. In de anodeketen van de laatste middenfrequentiebuis *I* van de ontvanger is een netwerk opgenomen, bestaande uit twee inductief gekoppelde kringen, ieder afgestemd op de centrale frequentie van het te ontvangen frequentiegemoduleerde signaal. Voor deze frequentie zijn de spanningen over de primaire kring *1* en de secundaire kring *2* een bedrag $\pi/2$ in fase ten opzichte van elkaar verschoven; voor hoogere frequenties verandert deze faseverschuiving in de ééne richting, voor lagere frequenties in de andere richting. Het midden van de secundaire kring *2* is verbonden met een punt van de primaire kring *1*. Aan ieder der beide dioden, waaruit de buis *II* bestaat, wordt een spanning toegevoerd, bestaande uit de som van een gedeelte der spanning van de primaire kring *1* en de helft van de spanning van de secundaire kring *2*. Deze spanningen zijn in *fig. 11* in een vectordiagram uitgezet. Is het signaal ongemoduleerd, dan is OA de primaire spanning en zijn AB en AC de beide halve secundaire spanningen. De spanningen aan de beide dioden zijn dus OB en OC. De gelijkspanningen over de weerstanden R_1 en R_2 van fig. 10 zijn even groot, daar de vectoren

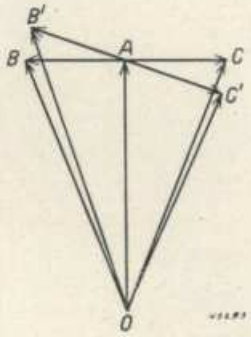

Fig. 11. Vectordiagram voor de frequentiedetector volgens fig. 10. OA is de spanning op de primaire kring *1*; OB en OC zijn de spanningen, die een ongemoduleerde trilling met de centrale frequentie levert aan de beide dioden, waaruit de buis *II* bestaat. OB' en OC' worden geleverd bij een frequentie, die iets afwijkt van de centrale frequentie.

OB en OC even lang zijn. Tusschen de punten P en Q van fig. 10 verkrijgt men het verschil dezer beide spanningen, hetwelk in dit geval nul is. Verandert echter de frequentie van het toegevoerde signaal, dan draaien de vectoren AB en AC tot bijv. AB' en AC'. De spanningen over R_1 en R_2 zijn nu niet meer gelijk, daar $OB' > OC'$. De spanning tusschen de punten P en Q is nu gelijk aan het verschil van de lengten der vectoren OB' en OC'. Verandert de frequentie van het toegevoerde signaal in tegengestelde richting, dan keert de spanning tusschen P en Q van teeken om. Is het toegevoerde signaal frequentiegemoduleerd, dan ontstaat dus tusschen P en Q een laagfrequente wisselspanning, die een afbeelding is van de modulatie. Door doelmatige keuze van de koppeling tusschen de beide kringen, de verhouding van de primaire tot de secundaire spanning en de demping der kringen kan men verkrijgen, dat de span-

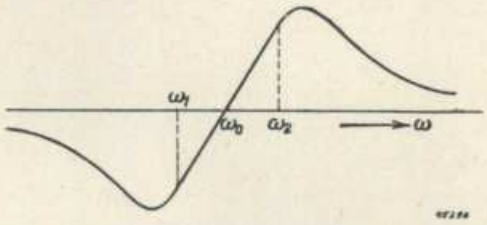

Fig. 12. De gedetecteerde spanning tusschen de punten P en Q van fig. 10 in afhankelijkheid van de frequentie ω. In het gebied rondom de centrale frequentie ω_0 is het verloop nagenoeg recht tusschen de frequenties ω_1 en ω_2.

ning tusschen P en Q in een voldoend groot frequentiegebied met zeer goede benadering evenredig is met de frequentie-afwijking van de centrale frequentie. Het gewenschte laagfrequente signaal wordt derhalve vervormingsvrij verkregen. *Fig. 12* geeft voor een dergelijke frequentiedetector de spanning tusschen P en Q als functie van de hoekfrequentie ω van het toegevoerde signaal. Tusschen de frequenties ω_1 en ω_2 is deze kromme met voldoende benadering recht, zoodat deze detector goed is te gebruiken voor een centrale frequentie ω_0 en een frequentiezwaai $\Delta\omega$, die iets kleiner moet zijn dan $\omega_0 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_0$, zooals wij in het volgende hoofdstuk nader zullen bespreken.

Niet quasi-stationnaire verschijnselen

Tot nu toe is stilzwijgend steeds ondersteld, dat de spanningen en stroomen in netwerken zich onder invloed van signalen met veranderlijke frequentie evenzoo gedragen als bij constante frequenties, dus dat men eenvoudig in de uitdrukking voor de impedantie de momenteele frequentie mag substitueeren voor de frequentie. Dat dit op zijn minst genomen twijfelachtig is, volgt al onmiddellijk uit de eenigszins willekeurige definitie der momenteele frequentie. Carson en Fry hebben afgeleid [8]), hoe men het gedrag van willekeurige netwerken onder invloed van een spanning met

[8]) J. R. Carson en T. C. Fry, Variable frequency electric circuit theory, Bell Syst. techn. J. **6**, 513, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veranderlijke frequentie kan berekenen. Hoewel deze berekening vrij ingewikkeld is, kan men er toch eenvoudige practische conclusies uit trekken.

Wordt op de serieschakeling van een weerstand r en een zelfinductie L op het oogenblik $t = 0$ een wisselspanning $V = V_{max} \cos \omega t$ aangesloten, dan loopt er een stroom:

$$i = i_{max} \cos (\omega t - \varphi) - i_{max} \cos \varphi \cdot e^{-\frac{r}{L}t}.$$

Deze stroom is dus te splitsen in twee gedeelten: een „quasi-stationnair" gedeelte $i_{max} \cos (\omega t - \varphi)$, dat blijft bestaan, zoolang de uitwendige spanning werkt, en een „inschakelstroom"

$$-i_{max} \cos \varphi \cdot e^{-\frac{r}{L}t},$$

die na eenige tijd, gewoonlijk reeds na zeer korte tijd, practisch is verdwenen. Ook bij een ingewikkelder netwerk bestaat de stroom steeds uit een stationnair gedeelte en een tot nul afnemende inschakelstroom. Ook wanneer de amplitude of de frequentie van de aangelegde spanning verandert, ontstaat er een voorbijgaande component van de stroom. Bij willekeurig veranderende spanningen heeft men dus te maken met dergelijke voorbijgaande componenten. Geschiedt de frequentieverandering zoo langzaam, dat de voorbijgaande component reeds zeer klein is geworden, alvorens er weer een aanmerkelijke amplitude- of frequentieverandering heeft plaats gehad, dus zoo, dat het netwerk de tijd heeft zich op de nieuwe toestand in te stellen, dan bemerkt men weinig van deze exponentieel afnemende componenten en kan men de stroomen en spanningen in het netwerk practisch voldoende nauwkeurig berekenen, alsof men gewoon met een constante frequentie had te maken, namelijk alsof de frequentie op ieder oogenblik gelijk was aan de momenteele frequentie. Het netwerk gedraagt zich in dit geval quasi-stationnair. In ieder geval geeft deze quasi-stationnaire beschouwingswijze een eerste benadering van de optredende verschijnselen. In hoeverre deze benadering in een practisch geval voldoend nauwkeurige resultaten geeft, hangt af van de moduleerende frequentie q, de frequentiezwaai $\Delta\omega$, en dus ook van de modulatie-index m, en eveneens van de demping van het netwerk.

Beschouwt men in dit verband nog eens de frequentiespectra van fig. 4, dan ziet men, dat, hoewel de momenteele frequentie een gebied $2\Delta\omega$ continu bestrijkt, de trilling uit componenten met discrete frequenties is samengesteld. Bij groote waarden van m, dus bij langzame variatie van de frequentie, is het gebied der momenteele frequentie wel dichter bezet dan bij kleine waarden van m en nadert dus meer tot een continu spectrum, zooals men moet verwachten volgens de quasi-stationnaire beschouwingswijze. Bovendien ligt bij groote m een relatief kleiner gedeelte buiten het gebied der momenteele frequentie dan bij kleine m. Is $m < 1$, dan ligt zelfs, behalve de component met de centrale frequentie, geen enkele component in het door de momenteele frequentie bestreken gebied. Hieruit ziet men dus ook weer, dat de quasistationnaire beschouwingswijze tot des te nauwkeuriger resultaten voert, naarmate m grooter en dus q kleiner is bij gegeven $\Delta\omega$.

In de versterkertrappen van zender en ontvanger worden afgestemde kringen toegepast, als regel bandfilters bestaande uit twee gekoppelde kringen. Uit de quasi-stationnaire beschouwingswijze zou volgen, dat de bandbreedte van deze filters voldoende is, indien een frequentiegebied $2\Delta\omega$ gelijkmatig wordt versterkt. Uit de frequentiespectra van fig. 4 volgt echter, dat deze bandbreedte onvoldoende is. Is $m < 1$, dan is een bandbreedte van minstens $2q$ noodig, anders zou zelfs de geheele modulatie verdwijnen. Is $m > 1$, dan is practisch een bandbreedte van ongeveer $3\Delta\omega$ noodig; anders worden te veel nevenfrequenties afgesneden, hetgeen vervorming in de modulatie en daardoor ook in het gedetecteerde laagfrequente signaal zou veroorzaken.

Hieruit blijkt dus, dat de quasi-stationnaire beschouwingswijze, die ons leidde tot het begrip momenteele frequentie, bij frequentiemodulatie licht aanleiding kan geven tot verkeerde conclusies. De in de inleiding genoemde foutieve opvatting, dat een frequentiegemoduleerd signaal met kleine frequentiezwaai slechts het door de momenteele frequentie bestreken gebied in het frequentiespectrum zou opeischen, was een gevolg van de quasi-stationnaire beschouwingswijze, die bij groote modulatie-index m wel een bruikbare benadering geeft, doch bij kleine m tot absurde resultaten voert.

Na de hier gegeven beschouwingen over de wijze, waarop men frequentiemodulatie kan uitvoeren voor het overbrengen van laagfrequente signalen op een hoogfrequente draaggolf, blijft nog het probleem over, in welke gevallen een dergelijk systeem voor radio-overdracht met succes kan worden toegepast. Speciaal de vraag, in hoeverre frequentiemodulatie voordeelen biedt ten opzichte van het in de radio-omroep gebruikelijke systeem van amplitudemodulatie, willen wij in een volgend artikel bespreken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

STEREOFONISCHE AFBEELDING

door K. de BOER.

534:621.3

Het is mogelijk de geluidsversterking of -reproductie, zooals die in het geval van orkestmuziek, sprekende film, tooneel wordt toegepast, zoodanig uit te voeren, dat het „acoustische" beeld, dat de waarnemer hoort, steeds samenvalt met het visueele beeld, dat hij ziet. In dit artikel worden speciaal de voorwaarden besproken, die aan de wijze van opnemen van het geluid moeten worden gesteld om het genoemde resultaat te verkrijgen. Van de reeds eerder behandelde weergave-techniek worden voorts nog eenige bijzonderheden uiteengezet, terwijl er tevens op wordt gewezen, dat de stereofonische reproductie, ook zonder dat de geluidsbron wordt gezien, een aanzienlijke kwaliteitsverbetering geeft.

In een zaal, waar een klein orkest speelt, is een geluidsversterkingsinstallatie aangebracht. Een microfoon is ergens vóór het orkestje opgesteld en het geluid, dat de microfoon opneemt, wordt versterkt door een luidspreker weergegeven. Indien nu de aandacht van een der aanwezigen eerst speciaal is gericht op de viool, die zich links bevindt en vervolgens op de piano, die meer rechts is opgesteld, zal deze toehoorder het veelal als een bezwaar voelen, dat de muziek, die hij hoort, niet komt uit de richting, waarin hij de viool of piano ziet, maar steeds uit een vaste richting, nl. die van de luidspreker. Een dergelijk bezwaar heeft ook de geluidsweergave in de bioscoop.

Met de stereofonische geluidsweergave kunnen deze bezwaren uit de weg worden geruimd, daar het gereproduceerde geluid steeds wordt gehoord in dezelfde richting, waarin de geluidsbron wordt gezien. Belangrijk voor de practijk is hierbij, dat ook op diegenen, die de genoemde bezwaren niet of nauwelijks merken, de stereofonische reproductie een veel aangenamer indruk maakt dan de gewone.

Vooral echter in die gevallen, waar geluidsreproductie wordt toegepast, zonder dat de toehoorders de oorspronkelijke geluidsbronnen (of een beeld ervan) kunnen zien, kan een aanzienlijke kwaliteitsverbetering worden verkregen door ook dan de stereofonische weergave toe te passen. Zelfs de weergave met twee „gewoon" in serie geschakelde luidsprekers, die op eenige afstand van elkaar zijn opgesteld, geeft reeds een verbetering. Intusschen, willen we met het vermelden van deze bijzonderheid volstaan en onze aandacht in dit artikel speciaal richten op die gevallen, waarbij de toehoorder de geluidsbron of een beeld ervan kan zien en de eisch zal stellen, dat het gereproduceerde geluid uit de richting moet komen, waarin hij de geluidsbron ziet.

Principe der opstelling voor stereofonische afbeelding

Hoe in principe dit samenvallen van geluidsbeeld en visueel beeld kan worden bereikt, is voor het geval van de film reeds in een vorig artikel [1]) geschetst, waarbij intusschen hoofdzakelijk op de weergave-techniek is gelet. Aan de hand van *fig. 1* herinneren wij hier in het kort nog even aan. Voor de geluidsopname is in de studio een „kunsthoofd" (een bol) opgesteld, dat op de plaats van de ooren twee microfoons draagt. Het voor ieder der beide microfoons afzonderlijk op de film geregistreerde geluid wordt op bekende wijze via een apart kanaal, waarin een versterker is opgenomen, door

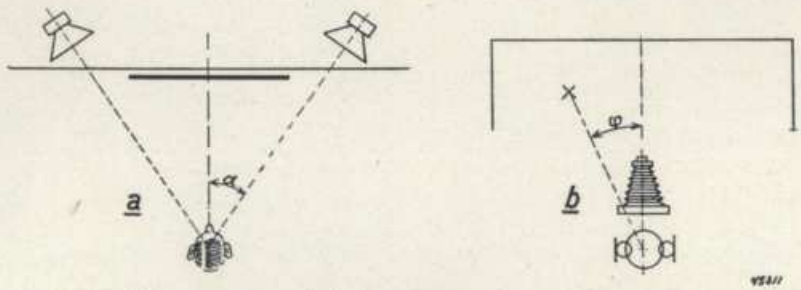

Fig. 1. *a*) Opstelling voor stereofonische weergave in een bioscoop. Twee luidsprekers staan aan weerskanten van het projectiescherm en worden onder een hoek 2α gezien door een toehoorder.
b) Opstelling van een kunsthoofd in de studio. De middenloodvlakken van camera en kunsthoofd vallen samen. De spreker staat bijv. in de richting φ.

[1]) K. de Boer, Stereofonische geluidsweergave, Philips techn. T. 5, 112, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een luidspreker weergegeven. De twee luidsprekers zijn aan weerskanten van het doek in de reproductieruimte opgesteld. In het bijzonder werd er op gewezen, dat deze wijze van weergeven eenvoudiger en aangenamer is dan die, waarbij iedere luisteraar een koptelefoon moet opzetten, terwijl door berekening en experiment bleek, dat de nauwkeurigheid van het geluidsbeeld er niet merkbaar onder behoeft te lijden. Wij willen daarom in dit artikel onze aandacht niet zoozeer op de reproductie richten als wel op de eischen, die aan de wijze van geluidsopname gesteld moeten worden. Wij vragen ons dus af, hoe in het geval van het orkestje en in analoge gevallen (tooneel, film) de geluidsopname moet geschieden, om bij gebruik van de zooeven genoemde reproductiemethode een natuurgetrouw acoustisch beeld te verkrijgen. Het blijkt, dat hiertoe zoowel de grootte als de plaats van het kunsthoofd bij de opname volgens een bepaalde regel moet worden gekozen. Vóór wij deze regel noemen en de toepassing ervan bespreken, schetsen we de proef, waaruit hij volgt.

In een opnameruimte, zie *fig. 2*, is een kunsthoofd opgesteld. De microfoons zijn door twee gescheiden kanalen, ieder met een versterker, verbonden met twee luidsprekers in de reproductieruimte. De afstand $2a$ der luidsprekers, de basis, kan verschillend gekozen worden, bijv. normale podiumbreedte van 4,5 m of breedte van projectiedoek.

Ongeveer in het midden van de zaal, in ons geval op 9 m afstand, is de waarnemer W gezeten. In de opnameruimte wordt een geluidsbron opgesteld,

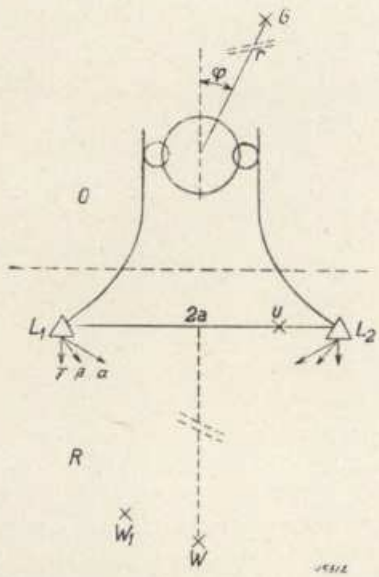

Fig. 2. In de opnameruimte O is een kunsthoofd opgesteld en een verplaatsbare geluidsbron G. In de reproductieruimte R neemt W, de waarnemer, het geluidsbeeld van G waar tusschen de beide luidsprekers L_1 en L_2 op een afstand u uit het midden.

waarvan de plaats door de afstand r en de hoek φ kan worden vastgelegd. In de reproductieruimte hoort W dan het geluidsbeeld tusschen de luidsprekers op een afstand u van het midden. We bepalen nu deze uitwijking u bij verschillende φ en r.

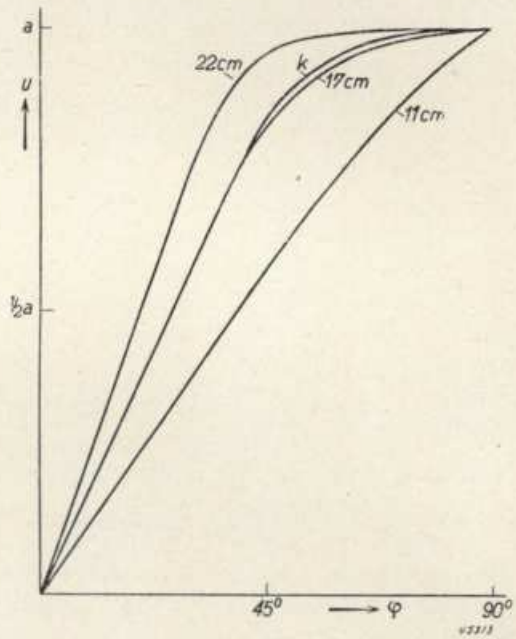

Fig. 3. Bij opname van het geluid van een bron G (fig. 2), die een hoek φ uit het symmetrievlak van het kunsthoofd is geplaatst, geeft u de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden weer, zooals deze door W in de reproductieruimte wordt waargenomen. De verschillende krommen gelden voor de in de figuur opgegeven diameters van het kunsthoofd; k geldt voor een goed gemodelleerd hoofd.

Het blijkt, dat de uitwijking van het geluidsbeeld slechts weinig afhangt van r, zoodat wij eigenlijk alleen een verband tusschen φ en u vinden, dus tusschen de hoek, gemeten vanaf het symmetrievlak, waaronder het kunsthoofd de geluidsbron „hoort", en de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden.

Dit verband, dat niet hetzelfde is voor iedere diameter van het kunsthoofd, is in *fig. 3* aangegeven voor drie verschillende gevallen:

1) Voor een kunsthoofd (bol) van 22 cm, hetgeen iets grooter is dan een normaal hoofd;
2) Voor een goed gemodelleerd hoofd, en voor een bol van 17 cm, die ongeveer even groot is als het hoofd;
3) Voor een bol van 11 cm diameter.

Uit de grafiek lezen we bijv. af, dat voor de 22 cm bol het verband tusschen φ en u lineair is, zoolang φ niet grooter is dan 45°. Dit lineaire verband, waarbij dus gelijke hoekverdraaiingen φ correspondeeren met gelijke verplaatsingen u, geeft een geluidsafbeelding, waarvan de nauwkeu-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

righeid en natuurlijkheid voor de practijk ruim voldoende zijn. Zoodra echter de geluidsbron een grootere hoekafwijking dan 45° uit het midden krijgt, ligt bij opname met de 22 cm bol het geluidsbeeld steeds vlak bij een der luidsprekers, zoodat we een te zeer ineengedrongen, een verteekend geluidsbeeld krijgen, hetgeen een onaangename indruk maakt. (Zoo zouden bijv. al die musici van een groot orkest, welke door dit kunsthoofd worden waargenomen in richtingen, die meer dan 45° afwijken van het midden, in het acoustische beeld „op één kluitje" lijken te zitten, terwijl de andere normale onderlinge afstanden zouden vertoonen.)

Voorts blijkt, dat we met de kleine bol een grooter gebied van hoeken, nl. tot ongeveer 90° uit het midden, onverteekend op de basis kunnen weergeven. Dit is ook wel te begrijpen, want bij een gegeven hoek φ zijn de intensiteitsverhoudingen en de tijdsverschillen aan de ooren van de kleine bol geringer, dan aan die van de groote, zoodat de correspondeerende afwijkingen u kleiner zijn, waardoor een grooter hoekgebied op de gegeven basis kan worden afgebeeld [2]).

Voor het verband tusschen de grootte van het kunsthoofd en de grootte van het hoekgebied, dat onverteekend op de basis kan worden afgebeeld, leiden we voorts uit fig. 3 de volgende vuistregel af: diameter kunsthoofd in cm maal af te beelden hoek in graden = 2000.

Deze vuistregel bewijst goede diensten bij het oplossen van problemen als het volgende: In een zaal, waar een orkestje van vijf musici speelt, is een stereofonische geluidsversterkingsinstallatie aangebracht, waarbij voor de geluidsweergave aan weerszijden van het orkest een luidspreker is opgesteld. Op welke wijze moet nu de geluidsopname worden uitgevoerd, dus welke diameter zullen wij voor het kunsthoofd kiezen en waar zullen wij het opstellen?

De juiste plaats is eenvoudig te vinden. Deze is dezelfde als de plaats van de enkele microfoon bij de gewone geluidsversterking, voor welke plaats uit de practijk bepaalde regels bekend zijn. Wanneer nu het kunsthoofd, dat volgens deze regels is opgesteld, het orkestje onder een hoek van 100° „ziet", moeten we voor een juiste afbeelding, zooals de vuistregel leert, de diameter gelijk aan 20 cm kiezen, zie *fig. 4a*. We krijgen dan de afbeelding, die in fig. 4*b* is geschetst. Ons probleem is hiermee op een voor de practijk voldoend nauwkeurige wijze opgelost; het in het begin van dit artikel genoemde bezwaar is verdwenen. Analoge beschouwingen gelden voor de acoustische afbeelding van een groot orkest, een openluchtspel en dergelijke gevallen. Intusschen is tot nu toe de stereofonische weergave in de practijk alleen voor de film reeds op wat grooter schaal toegepast, terwijl voor de andere gevallen de toepassing nog zeer in een beginstadium verkeert.

We willen in verband met deze afbeeldingen nog op eenige bijzonderheden nader ingaan.

Men zou kunnen meenen, daar fig. 3 voor de waarnemer W geldt, dat een waarnemer op een andere plaats in de zaal het geluidsbeeld op een andere plaats dan u zou aantreffen. Het zou te ver voeren om op deze kwestie uitvoerig in te gaan, zoodat we met een enkele opmerking hierover willen volstaan. Indien W zich langs de symmetrielijn verplaatst, blijkt het geluidsbeeld vrijwel niet van plaats te veranderen. De verplaatsing kan echter grooter worden, indien W zich op zij, naar een plaats W_1 in fig. 2, begeeft. Hier overheerscht de invloed van L_1 en het beeld schuift wat naar links. Men zou dit echter o.a. zoo kunnen voorkomen, dat men L_1 en L_2 een zeker richteffect geeft; men zorgt, dat in de richtingen α, β, γ (fig. 2) niet evenveel geluidsenergie wordt uitgestraald, maar dat, zooals de lengte der pijlen aangeeft, in de genoemde volgorde een daling van de uitgestraalde intensiteit optreedt. Op deze wijze is de overheerschende invloed van L_1 (en de verminderde van L_2) voor W_1 te compenseeren en voor vrijwel de geheele zaal een onverteekende afbeelding te verkrijgen.

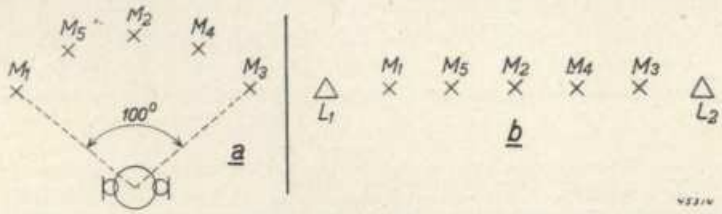

Fig. 4. *a*) Het kunsthoofd „ziet" de vijf musici van een orkestje onder een hoek van 100°. Bij juiste keuze van de diameter krijgen we een acoustische afbeelding, zooals in *b*) is geschetst, waarvan de nauwkeurigheid voor de practijk ruim voldoende is. De luidsprekers L_1 en L_2 zijn in werkelijkheid ter weerszijden van het orkestje geplaatst.

[2]) Zie het in [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

„Breed-smal" regelaar

Voorts is het uit de boven omschreven proef duidelijk, dat als wij de basis L_1L_2 grooter hadden gekozen dan de breedte van het zooeven genoemde orkestje, we nog wel steeds een onverteekende, maar tevens een vergroote acoustische afbeelding

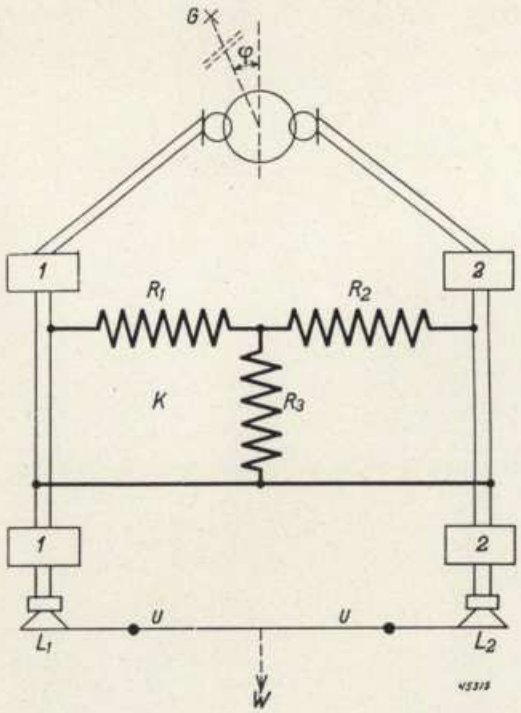

Fig. 5. Schema van een opstelling voor stereofonische weergave met regelbare breedte van het geluidsbeeld. De geluiden, die twee microfoons, ter weerszijden van een kunsthoofd gemonteerd, uit de opnameruimte opvangen, worden door de luidsprekers L_1 en L_2 weergegeven. De waarnemer W neemt dan tusschen L_1 en L_2 een „acoustisch beeld" van de opnameruimte waar. Met behulp van het met zware lijnen aangegeven koppelelement K kan de breedte van dit beeld zoo noodig worden gewijzigd. Zoodoende kan men steeds een goede overeenstemming krijgen met het door W tegelijkertijd waargenomen visueele beeld.

zouden hebben verkregen. Indien men dus in eenzelfde zaal nu eens grootere objecten (groote orkesten, tooneel) zou willen „afbeelden" en dan weer kleinere (film, klein orkest), zou men steeds de luidsprekers op een nieuwe afstand moeten instellen. Dit bezwaar nu is geheel uit de weg te ruimen door middel van een kleine wijziging in de electrische schakeling, die in *fig. 5* met zware lijnen is aangegeven. We zullen laten zien, dat ook als de luidsprekers permanent zijn opgesteld op de grootste afstand, die ooit noodig zal zijn, met de schakeling van fig. 5 de schijnbare afstand van de luidsprekers eenvoudig kan worden verminderd, zoodat men het geluidsbeeld steeds op de natuurlijke grootte kan instellen.

Het met zware lijnen aangegeven koppelelement K bestaat uit drie variabele weerstanden nl. R_1 en R_2, die steeds aan elkaar gelijk genomen worden, en R_3. (Tevens is in fig. 5 aangeduid, dat de versterker in ieder kanaal om practische redenen, waarop we niet verder willen ingaan, in twee deelen is uitgevoerd, een vóórversterker en een eindversterker.) Door de aanwezigheid van K komt een gedeelte van de stroom van de eerste vóórversterker in een „verkeerd" kanaal (nl. 2), terwijl tevens eenzelfde deel van de stroom van vóórversterker *2* in het verkeerde kanaal (nl. *1*) terecht komt. Stel nu, dat het geluid, dat door een bron G wordt uitgestraald, door de linker microfoon op het tijdstip t_1 wordt waargenomen en even later, op t_2, door de rechter microfoon. Een gedeelte van de op t_1 door het linker kanaal opgenomen geluidsenergie wordt, na versterking tot zeker bedrag I_1, door de linker luidspreker uitgestraald, ook op het tijdstip t_1. (De looptijd van het in electrische trillingen omgezette geluid mogen we nl. verwaarloozen.) Een ander gedeelte echter wordt via het koppelelement naar de tweede eindversterker gevoerd, waardoor de rechter luidspreker een energie pI_1 uitstraalt, eveneens op de tijd t_1, waarbij het breukdeel p door instelling van R_1 $(= R_2)$ en R_3 kan worden geregeld. Uit experimenten is gebleken, dat dit regelen van p ook plaats vindt, als de luidsprekerafstand wordt verkleind. Door middel van de „breed-smal" regelaar kan dus langs electrischen weg hetzelfde worden bereikt, als geschiedt door het langs mechanische weg dichter bij of verder van elkaar brengen der luidsprekers.

In *fig. 6* is deze situatie geschetst. Verticaal is een tijdas uitgezet. De naar links wijzende pijlen zijn evenredig met de door de linker luidspreker uitgestraalde energieën, de naar rechts wijzende met die van de rechter luidspreker. Op t_1 hebben wij dus I_1 links en pI_1 rechts. Voor het geluid, dat

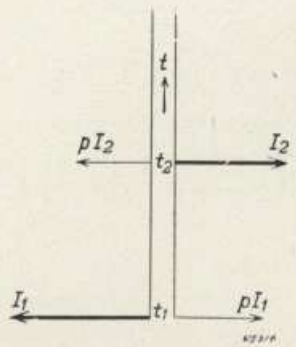

Fig. 6. De pijlen naar links geven de intensiteit van het op de tijdstippen t_1 en t_2 door de linker luidspreker uitgezonden geluid. De pijlen naar rechts gelden voor de rechter luidspreker. De hierbij dun geteekende pijlen geven de invloed weer van de koppeling K volgens fig. 5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op t_2 door het rechter kanaal wordt opgevangen, geldt een analoge redeneering. We vinden dan, dat op t_2 door de rechter luidspreker I_2 wordt uitgestraald en eveneens op t_2 links nog pI_2, waarbij p hetzelfde breukdeel is als zooeven, wegens de volledige symmetrie der schakeling. Ook dit is in fig. 6 aangegeven. We bepalen nu de plaats van het geluidsbeeld, dat W waarneemt. We merken hiertoe op, dat de verhouding I_1/I_2 dezelfde is, als zonder de aanwezigheid van de koppeling K door L_1 en L_2 zou zijn uitgestraald. Ook het tijdsverschil t_1—t_2 wordt door K niet gewijzigd. De combinatie $(I_1/I_2, t_1—t_2)$ alleen, zou dus door W worden waargenomen als afkomstig te zijn van een geluidsbeeld, dat een uitwijking u naar links vertoont correspondeerend met de hoek φ volgens fig. 3. W neemt echter ook nog de intensiteiten pI_1, pI_2 waar, die dezelfde verhouding I_1/I_2 hebben en hetzelfde tijdsverschil t_1—t_2, waarbij echter in tegenstelling met zoojuist de grootste intensiteit (pI_1) afkomstig is van de rechter luidspreker. De combinatie $(pI_1/pI_2, t_1—t_2)$ afzonderlijk zou dus door W worden waargenomen als een beeld, eveneens met een uitwijking u, doch nu naar rechts, en tevens een factor p zwakker in intensiteit.

W neemt tenslotte het geluidsbeeld waar, dat zou optreden, indien twee luidsprekers op afstanden u links en rechts van het midden intensiteiten zouden uitstralen, die de verhouding p vertoonen, terwijl de linker luidspreker de sterkste is. Volgens reeds eerder meegedeelde metingen [3]) wijkt het geluidsbeeld dan een alleen door p bepaald breukdeel van u uit het midden naar links af. We komen dus tot het besluit, dat tengevolge van het door K veroorzaakte „overspreken" de uitwijking uit het midden van ieder geluidsbeeld in dezelfde (door p bepaalde) verhouding wordt verminderd, zoodat we een verkleind, maar onverteekend beeld zullen waarnemen.

Fig. 7 geeft enkele voorbeelden, hoe de afbeelding van een kunsthoofd door de „breed-smal" regelaar kan worden gevarieerd. De uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden is uitgezet in afhankelijkheid van de hoekverdraaiing φ van de geluidsbron ten opzichte van het middenloodvlak van het kunsthoofd. De streep-punt-lijn I is de zonder „breed-smal" regelaar gemeten afbeelding voor een kunsthoofd en werd zoo vloeiend mogelijk getrokken door een groot aantal waarnemingspunten.

Uit het experimenteele verloop I hebben we voor twee bepaalde standen van de „breed-smal" regelaar de getrokken krommen II en III volgens de hier uiteengezette theorie berekend. De gemeten punten voor deze gevallen blijken bevredigend overeen te stemmen met de getrokken krommen.

Het instellen der verkleining van het geluidsbeeld gebeurt in de practijk met één knop, die op een aantal standen geschikte waarden van R_1 $(= R_2)$ en R_3 inschakelt, terwijl deze waarden bovendien zoo zijn gekozen, dat de totale intensiteit van het geluid niet verandert bij de instelling *(„Breed-smal" regelaar)*.

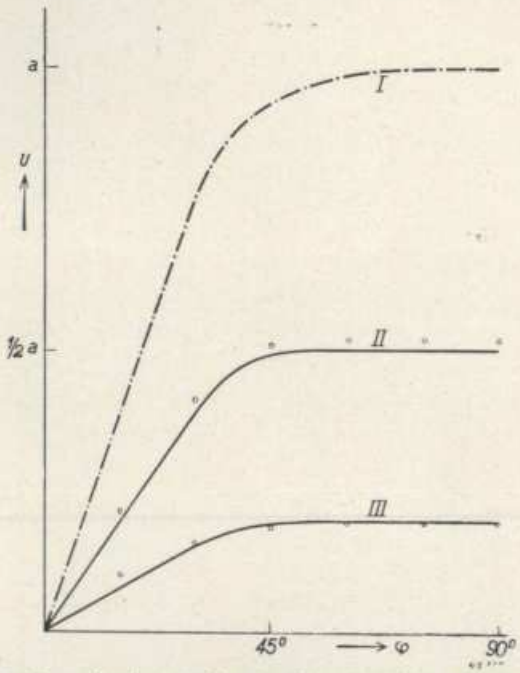

Fig. 7. De ordinaat u is de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden, φ de hoekverdraaiing van de geluidsbron ten opzichte van het middenloodvlak van het kunsthoofd. De streep-punt-lijn I is de gemeten afbeelding van een kunsthoofd zonder „breed-smal" regelaar; de getrokken krommen II en III zijn hieruit berekend voor twee verschillende standen van deze regelaar en blijken behoorlijk overeen te stemmen met de meetpunten. De halve afstand tusschen de twee luidsprekers bedraagt a.

„Links-rechts" regelaar

Het is duidelijk, dat de beide weergave-kanalen *1* en *2* van fig. 5 geen wijziging in de intensiteitsverhoudingen en de tijdsverschillen van de aankomende geluiden mogen veroorzaken. Wat de tijdsverschillen betreft, hiervoor bestaat in de gebruikte schakelingen geen gevaar; tegen wijziging van de juiste intensiteitsverhouding moeten echter speciale maatregelen worden getroffen. De beide vast opgestelde versterkers en ook de beide luidsprekers kunnen eens en voor al onderling identiek worden gemaakt. Een verschil in gevoeligheid van de opname-microfoons, waardoor bij de reproductie een verplaatsing van het geheele

[3]) Zie het in [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geluidsbeeld naar links of naar rechts zou optreden, wordt gewoonlijk op andere wijze tegengegaan. Het is in de practijk het eenvoudigst — aangezien bij verschillende opnamen veelal verschillende microfoons worden gebruikt, o.a. vanwege de verschillende grootten van het kunsthoofd — om in ieder kanaal een potentiometer op te nemen en daarmee de in het ééne kanaal opgenomen energie zoo noodig wat te vermeerderen en tegelijk die in het andere wat te verminderen. Dit heeft hetzelfde effect als een overeenkomstige wijziging in de gevoeligheid van de microfoons. Het geluidsbeeld kan dan, zonder dat de totale intensiteit wordt gewijzigd, naar de juiste plaats worden teruggezet (*„Links-rechts" regelaar*).

Opnemen van het geluid met twee losse microfoons

Keeren we nu nog een oogenblik terug naar de proefopstelling van fig. 2. In plaats van hier de geluidsopname te doen geschieden met twee microfoons, die in een kunsthoofd zijn opgesteld, is het ook mogelijk twee losse microfoons te gebruiken. Men krijgt dan vrijwel dezelfde stereofonische effecten, mits men de losse microfoons ongeveer driemaal zoover uit elkaar zet, als dit het geval is met de microfoons van het kunsthoofd. We vinden nl. op analoge wijze als boven deze vuistregel:
afstand losse microfoons in cm maal af te beelden hoek in graden = 6000,
dus met een driemaal zoo groote constante; zie ook *fig. 8*.

Dat de constante grooter moet zijn, is te begrijpen, indien men bedenkt, dat twee losse microfoons, die op dezelfde afstand zouden zijn opgesteld als de microfoons van een kunsthoofd, een aanzienlijk geringer intensiteitsverschil zouden registreeren en dus aanzienlijk minder stereofonisch effect zouden geven. Immers in het geval van het kunsthoofd wordt door reflectie en buiging van de geluidsgolven het verschil der intensiteiten ter plaatse van de microfoons belangrijk vergroot.

Hoewel de losse microfoons het voordeel bieden, dat hun onderlinge afstand snel kan worden gewijzigd, wanneer van het ééne af te beelden object wordt overgegaan op het andere — terwijl men bij gebruik van een kunsthoofd telkens een ander exemplaar zou moeten kiezen — dient niettemin aan het kunsthoofd de voorkeur te worden gegeven, omdat dit scherpere geluidsbeelden blijkt te leveren. Dit is in overeenstemming met het door proefneming gevonden resultaat, dat een geluidsbeeld des te scherper is, naarmate het meer wordt bepaald door de intensiteitsverhouding dan door het tijdsverschil. Bij de losse microfoons, die verder uit elkaar moeten staan, spelen tijdsverschillen echter een naar verhouding groote rol, vandaar de wat vagere beelden.

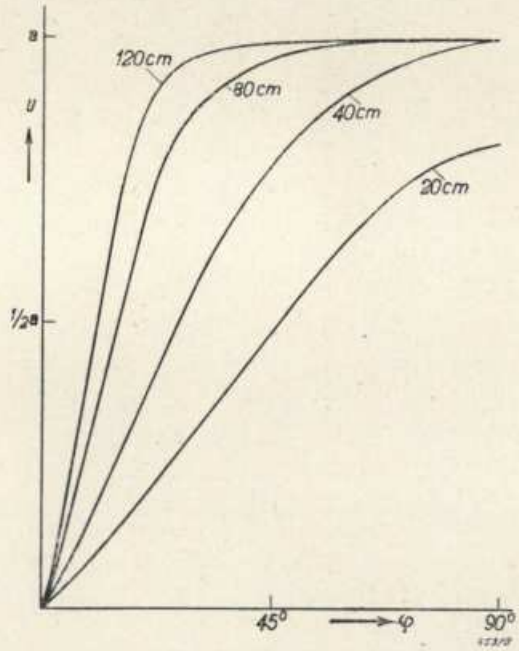

Fig. 8. Bij opname van het geluid van een bron G (fig. 2), die een hoek φ uit het symmetrievlak van twee los opgestelde microfoons is geplaatst, geeft u de uitwijking van het geluidsbeeld uit het midden weer, zooals deze door W in de reproductieruimte wordt waargenomen. De verschillende krommen gelden voor de in de figuur vermelde afstanden tusschen de microfoons.

De hier meegedeelde proefnemingen zijn verricht met microfoons, waarvan de gevoeligheid niet afhangt van de richting, waaruit het geluid komt. De bijzonderheden, die optreden, wanneer de microfoons wel een zeker richtingseffect vertoonen, zullen we buiten beschouwing laten, evenals de in het algemeen geringe invloed van de afmetingen der microfoons.

Tenslotte willen we er nog op wijzen, dat in enkele zeer speciale gevallen de weergave van het geluid niet met twee luidsprekers, maar met twee telefoons kan gebeuren, één voor het rechter- en één voor het linkeroor. Voor dit geval, dat tot nu toe alleen voor slechthoorenden werd toegepast, zijn analoge regels voor de afbeelding op te stellen. We zullen hier echter niet nader op ingaan, gezien de veel minder algemeene toepassing van deze reproductiewijze.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EENIGE NAWERKINGSVERSCHIJNSELEN EN DAARMEE SAMENHANGENDE VERLIEZEN IN WISSELVELDEN

door J. L. SNOEK en F. K. du PRÉ. 537.226.31

Speciaal bij het ontwikkelen van nieuwe materialen voor de electrotechniek is het bestrijden van de diëlectrische en magnetische nawerking vaak een belangrijk probleem. Het zijn de nawerkingsverschijnselen, die de „verliezen" in diëlectrica veroorzaken, terwijl althans een gedeelte der verliezen in ferromagnetica eveneens aan deze oorzaak moet worden toegeschreven. In dit artikel worden de verschijnselen, die bij de nawerking optreden, en hun oorzaken besproken, terwijl tevens wordt gewezen op de analogie en samenhang, die er bestaan tusschen de electrische en magnetische nawerking eenerzijds en de verschijnselen van de elastische nawerking anderzijds.

Steeds belangrijker wordt in de techniek het zoeken naar materialen, die nieuwe eigenschappen of nieuwe combinaties van reeds bekende eigenschappen vertoonen, waardoor vaak geheel nieuwe constructies mogelijk worden. In de electrotechniek komt dit streven o.a. tot uiting in het uitgebreide onderzoek op het gebied van de diëlectrische en ferromagnetische stoffen. Echter, welke nieuwe eigenschappen men ook aan deze electrotechnische materialen zou wenschen te geven, aan één fundamenteele eisch zal men steeds blijven vasthouden, nl. dat zij zeer weinig „verliezen" moeten vertoonen.

Deze eisch is begrijpelijk, want, zooals bekend, zal in een niet verliesvrij diëlectricum of ferromagneticum, dat in een wisselend electrisch resp. magnetisch veld is geplaatst, een zekere warmte-ontwikkeling optreden. Deze warmte-ontwikkeling kan in het geval van sterke wisselvelden, zooals die bijv. in zenders kunnen optreden, een belangrijk energieverlies beteekenen, terwijl tevens door te sterke temperatuurstijging beschadiging van de stof kan voorkomen. Ook echter in die gevallen, waar het energieverlies op zichzelf geen bezwaar is, heeft de genoemde warmte-ontwikkeling vaak een nadeelige invloed; bekend is bijv. hoe de zoo belangrijke selectiviteit van trillingskringen of filters door gebruik van niet verliesvrije materialen wordt verminderd. Vandaar, dat de bestrijding van de verliezen of het vervaardigen van nieuwe stoffen met weinig verliezen een belangrijk technisch probleem is.

De aard van de verliezen in diëlectrica en ferromagnetica kan zeer verschillend zijn. In een diëlectricum, indien we mogen afzien van een gelijkstroom-geleidingsvermogen van de stof, moeten de verliezen practisch steeds aan nawerkingsverschijnselen worden toegeschreven.

In een ferromagnetische stof daarentegen worden de verliezen ten deele veroorzaakt door het geleidingsvermogen van de stof (wervelstroomverliezen), terwijl als tweede belangrijke oorzaak de hysteresis moet worden genoemd. Tenslotte is in deze stoffen ook nog een gedeelte van de verliezen aan nawerking toe te schrijven, hoewel dit gedeelte vaak betrekkelijk klein is. Bij de ontwikkeling van nieuwe magnetische materialen is het echter herhaaldelijk voorgekomen, dat een stof met overigens gunstige eigenschappen niet kon worden toegepast, omdat de erin optredende sterke nawerkingsverschijnselen niet doeltreffend waren te bestrijden. Zoo wordt, om een enkel voorbeeld te noemen, het langs electrolytische weg verkregen transformatorblik in de sterkstroomtechniek nog steeds weinig toegepast, alleen vanwege de hinderlijke, moeilijk te bestrijden nawerking.

Het onderzoek van de nawerkingsverschijnselen is dus niet alleen in het diëlectrische, doch evenzeer in het magnetische geval van belang.

Het is nu onze bedoeling aan te toonen, dat de materie verschijnselen van nawerking kan vertoonen, niet alleen onder invloed van electrische of magnetische krachten, maar ook onder invloed van mechanische krachten, waarbij tevens zal blijken, dat de nawerkingen in vele gevallen door een diffusieverschijnsel worden veroorzaakt.

Elastische nawerking

Als voorbeeld kiezen we een geval van elastische nawerking, omdat de verschijnselen hier eenvoudig zijn uiteen te zetten en tevens een groote analogie vertoonen met de andere nawerkingsverschijnselen.

We doen de volgende proef: een staaf, die aan het ééne einde is ingeklemd, wordt plotseling door een aan het andere einde aangrijpende kracht gebogen. Men zou verwachten, indien de buigende kracht constant gehouden wordt, dat nu ook de buiging constant zal blijven. Dit is echter niet het geval, de doorbuiging neemt geleidelijk nog wat toe naar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een nieuwe werkelijke evenwichtswaarde; er treedt elastische nawerking op [1]) (*fig. 1*).

De elastische nawerking is zeer algemeen en is in verschillende materialen vaak grootendeels afkomstig van dezelfde oorzaak, nl. de warmtegeleiding. Immers, als wij onderstellen, dat het materiaal een positieve uitzettingscoëfficient heeft, zal

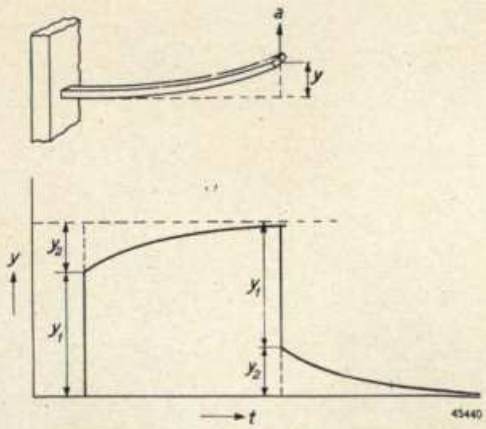

Fig. 1. Aan het vrije uiteinde van de bovenaan geschetste staaf wordt plotseling een constante kracht a aangebracht, die na verloop van een lange tijd weer plotseling wordt weggenomen. Het verloop van de doorbuiging y als functie van de tijd, is in de benedenhelft van de figuur aangegeven. Het nawerkingseffect is sterk overdreven geteekend; gewoonlijk bedraagt y_2 minder dan 1% van y_1.

— zooals de thermodynamica leert — de plotseling samengedrukte zijde wat warmer zijn geworden en de andere zijde wat kouder. De gedrukte warme kant zal zich dan extra sterk verzetten tegen verder samendrukken, omdat deze vanwege de temperatuurverhooging zich juist zou willen uitzetten. Iets dergelijks geldt voor de gerekte helft, die juist wilde inkrimpen. Zoodra nu door de warmtegeleiding het temperatuurverschil wordt vereffend, neemt de elastische kracht wat af en de staaf buigt verder door. Het verschijnsel is bekend als thermoelastisch effect.

In het uitzonderingsgeval van een negatieve uitzettingscoëfficient treffen we de warme kant juist beneden aan, maar de redeneering verloopt verder op dezelfde wijze en het resultaat is hetzelfde.

Bij benadering gebeurt de temperatuurvereffening zóó, dat in ieder punt van de staaf de temperatuurwijziging ΔT afneemt volgens: $\Delta T e^{-t/\tau}$. In verband hiermede kan de doorbuiging y tengevolge van een constante kracht a worden voorgesteld door:

$$y = y_1 + y_2 (1 - e^{-t/\tau}) \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Immers, deze uitdrukking geeft aan, dat op $t = 0$ een doorbuiging y_1 optreedt, terwijl na eenige tijd de doorbuiging is toegenomen tot $y_1 + y_2$. De extra doorbuiging y_2 treedt geleidelijk op in overeenstemming met het verloop van de temperatuur. Het quotient y_2/y_1, dat gewoonlijk zeer klein is (bijv. 1%), kan men de sterkte van het effect noemen. De grootheid τ wordt de relaxatietijd genoemd.

Bij het plotseling wegnemen van de uitwendige kracht vermindert de uitwijking eerst plotseling met een bedrag y_1, terwijl het stuk y_2 geleidelijk verdwijnt volgens $y_2 e^{-t/\tau}$. We concludeeren hieruit, dat door de nawerking de stof geen permanente wijziging ondergaat; de oorspronkelijke toestand wordt weer geheel hersteld.

Indien aan het uiteinde van de staaf niet meer een constante kracht a, maar een periodieke kracht aangrijpt:

$$x = a \cos \omega t, \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

zal de uitwijking kunnen worden voorgesteld door:

$$y = b \cos (\omega t - \delta), \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

zoolang ω klein is ten opzichte van de eigenfrequentie van de staaf. Bij een periodieke kracht is het resultaat van de nawerking dus, dat er een faseverschuiving tusschen kracht en uitwijking optreedt. Deze belangrijke eigenschap kan, zooals straks zal blijken, op eenvoudige wijze uit de bovengenoemde feiten worden afgeleid.

Voor de faseverschuiving geldt:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{y_2}{y_1} \frac{\tau\omega}{1 + \tau^2\omega^2}, \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

terwijl de amplitude b tusschen y_1 en $y_1 + y_2$ ligt, zooals volgt uit:

$$b = y_1 + \frac{y_2}{1 + \tau^2\omega^2} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

De grootheden y_1 en y_2 zijn dezelfde als die, welke optreden in formule (1) in het geval van een constante kracht a.

De waarde van δ bereikt een maximum voor die frequentie, waarvoor $\tau\omega = 1$, zie *fig. 2*. De uitdrukking (4) geldt alleen voor kleine waarden van y_2/y_1, zooals in de practijk vrijwel steeds voorkomen.

We merken nog op, dat tengevolge van de nawerking bij deze periodieke beweging in de staaf warmte wordt ontwikkeld. Immers, de arbeid, die de kracht x per periode verricht, $\oint x\, dy$, is, vanwege de

[1]) Om bij deze proef te voorkomen, dat de staaf gaat trillen om de evenwichtsstand, dus om traagheidseffecten te vermijden, moeten eenige voorzorgen worden genomen. De eigen trillingstijd van de staaf moet zeer kort zijn vergeleken met de tijd, gedurende welke een merkbare nawerking optreedt. In dat geval nl. kan de „plotselinge" kracht worden aangebracht in een tijd, die zeer kort is vergeleken met de nawerkingstijd, doch tevens zeer groot is vergeleken met de eigen trillingstijd van de staaf, zoodat het nawerkingseffect niet wordt gestoord door het optreden van trillingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

faseverschuiving, niet nul. De nawerking veroorzaakt een energieverlies. Voorts zien we uit fig. 2, hoe de invloed van de nawerking is te bestrijden, niet alleen door de oorzaak weg te nemen, doch ook door zeer hooge of zeer lage frequenties toe te passen.

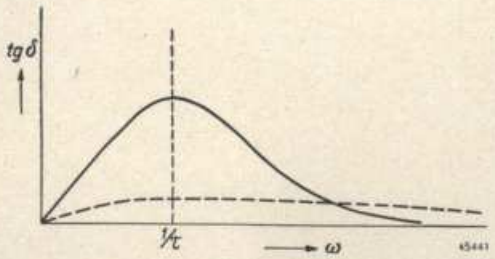

Fig. 2. Bij periodieke belasting van de in fig. 1 geschetste staaf vertoont de eveneens periodieke uitwijking een fasevertraging δ ten opzichte van de kracht. De grootheid tg δ is hier uitgezet als functie van de hoekfrequentie ω. τ is de relaxatietijd. De getrokken kromme geldt voor het eenvoudigste geval van nawerking (één waarde van τ), de gestippelde voor een ingewikkelder geval (verschillende waarden van τ).

Heeft de nawerking niet de eenvoudige vorm, die door (1) en fig. 1 is gegeven, dan laat de nawerkingskromme zich toch steeds terugbrengen tot een uitdrukking van de vorm

$$y_1 + \sum_n y_n\,(1-e^{-t/\tau_n}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

We vinden dan opnieuw voor de uitwijking onder invloed van een periodieke kracht:

$$y = b\cos(\omega t-\delta), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7a)$$

waarbij echter nu:

$$\text{tg}\ \delta = \sum_n \frac{y_n}{y_1}\,\frac{\tau_n\omega}{1+\tau_n^2\omega^2} \quad . \quad . \quad (7b)$$

en

$$b = y_1 + \sum_n \frac{y_n}{1+\tau_n^2\omega^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7c)$$

Het verloop van tg δ met de frequentie kan nu veel vlakker zijn dan in het geval van één enkele relaxatietijd, zie bijv. de stippellijn in fig. 2.

Bovengenoemde resultaten zullen wij nu kort afleiden. Wij onderstellen eenvoudigheidshalve, dat de nawerkingskromme door een enkele e-macht is weer te geven:

$$y = y_1 + y_2\,(1-e^{-t/\tau}).$$

Aangezien zoowel y_1 als y_2 evenredig zullen zijn met de constante kracht a, kunnen we ook schrijven:

$$y = a\,[\,\varepsilon_1 + \varepsilon_2\,(1-e^{-t/\tau})\,],$$

of afgekort:

$$y = a\,[\,\varepsilon_1 + \varepsilon_2 f(t)\,].$$

Om hieruit af te leiden, dat in het geval van periodieke belasting de reeds genoemde faseverschuiving optreedt, moeten wij nog wijzen op een experimenteele bijzonderheid, nl. het superpositie-effect, dat niet alleen hier, maar ook bij alle andere nawerkingsverschijnselen in de vaste stof is gevonden.

Onderstellen wij, dat een plotseling aangebrachte belasting na zekere tijd t_0 door een plotseling aangebrachte, andere (bijv. tegengesteld gerichte) belasting wordt gewijzigd. Voor de hierna optredende uitwijking vinden we dan, zooals in *fig. 3* is geschetst, een verloop, dat wordt gegeven door de superpositie van de uitwijkingen, die ieder der beide processen op zichzelf zou hebben veroorzaakt. Zou de eerste uitwijking

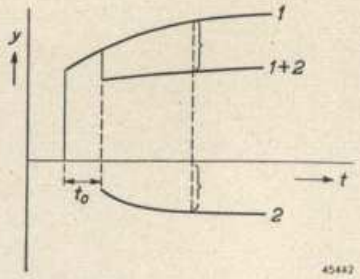

Fig. 3.

op een willekeurig tijdstip t worden voorgesteld door $\varepsilon_1 a + \varepsilon_2 f(t)\cdot a$ en zou de tweede op zichzelf $\varepsilon_1 b + \varepsilon_2 f(t-t_0)\cdot b$ zijn, dan is het eindresultaat te vinden door deze uitdrukkingen op te tellen.

Is de belasting niet door „stooten", maar door een continue functie $x(t)$ gegeven, dan zal een op het oogenblik t opgetreden belastingtoename dx zich op een later tijdstip t_1 uiten door een bijdrage tot de uitwijking te geven van:

$$\varepsilon_1 dx + \varepsilon_2 f(t_1-t)\,dx.$$

Om nu het bovengenoemde geval te behandelen, onderstellen wij, dat vanaf het moment $t=0$ zal gelden: $x = a\cos\omega t$. Zooals *fig. 4* doet zien, moeten we op $t=0$ beginnen met een sprong ter grootte a in de belasting aan te brengen. Volgens het superpositie-principe is dan de uitslag op een willekeurig tijdstip t_1 gegeven door:

1) de bijdrage van de sprong, dus $\varepsilon_1 a + \varepsilon_2 f(t_1)\cdot a$;

2) de bijdrage van de continu veranderlijke belasting, dus:

$$\varepsilon_1 \int_0^{t_1} dx + \varepsilon_2 \int_0^{t_1} f(t_1-t)\,dx, \text{ met } x = a\cos\omega t.$$

Deze bijdragen zijn op elementaire wijze te berekenen; wij vinden dan met $dx = -a\omega\sin\omega t\,dt$ en $f(t) = 1-e^{-t/\tau}$ voor y de volgende uitdrukking:

$$y = a\left(\varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2}{1+\tau^2\omega^2}\right)\cos\omega t_1 + a\varepsilon_2\frac{\tau\omega}{1+\tau^2\omega^2}\sin\omega t_1 - \frac{a\varepsilon_2}{1+\tau^2\omega^2}\,e^{-t_1/\tau}.$$

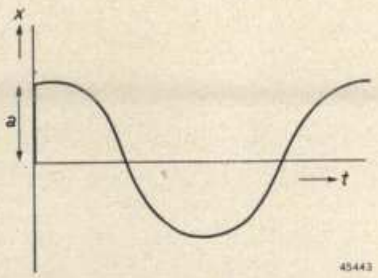

Fig. 4.

De laatste term is in de practijk steeds te verwaarloozen, terwijl de beide andere eenvoudig te herleiden zijn tot de vroeger besproken vorm, waarbij wij het willekeurige tijdstip t_1 weer t hebben genoemd. In dat geval van een ingewikkelder nawerking volgens (6) geschiedt de afleiding op analoge wijze.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In verband met een nog te bespreken geval van magnetische nawerking willen we zeer in het kort een van de vele andere verschijnselen van elastische nawerking beschouwen, waartoe wij de volgende proef doen.

Een ijzerdraad wordt plotseling door een constant koppel getordeerd. De torsiehoek vertoont een verloop, zooals door (1) wordt voorgesteld, dus eerst een plotselinge toename en daarna een geleidelijke verdere toename [2]).

Hoewel het verschijnsel geheel analoog verloopt aan het vorige, is de oorzaak zeker niet in het thermo-elastisch effect te zoeken, omdat er bij de torsie geen volumeverandering en daardoor geen temperatuurverschillen optreden. De oorzaak werd pas duidelijk, toen bleek, dat het verschijnsel slechts wordt waargenomen aan ijzer, dat kleine hoeveelheden (0,01%) koolstof of stikstof in vaste oplossing bevat. De „opgeloste" deeltjes bevinden zich op tusschenroosterplaatsen. Hoe nu deze opgeloste deeltjes de nawerking kunnen veroorzaken, is op de volgende wijze in te zien.

Bij de torsie ondergaat ieder volume-elementje van het ijzer een afschuiving, hetgeen neerkomt op een samendrukking van het rooster in de ééne richting en een uitzetting in de richting loodrecht erop. Hierdoor worden bepaalde tusschenruimten in het rooster samengedrukt, terwijl op andere plaatsen de beschikbare ruimte wordt vergroot. De tusschen de ijzeratomen zich bevindende koolstof- of stikstofdeeltjes diffundeeren dientengevolge van de gedrukte plaatsen, waar weinig ruimte is overgebleven, naar de gerekte. Hierdoor treedt echter tevens een vermindering van de elastische spanningen op, zoodat een constant koppel de draad geleidelijk, in overeenstemming met het verloop van de diffusie, verder kan tordeeren.

In de beide genoemde voorbeelden was de oorzaak van de nawerking een diffusieverschijnsel, in het eerste geval een diffusie van warmte, die een temperatuurstoring herstelde, in het tweede een diffusie van materieele deeltjes, die een concentratiestoring ophief. Deze eigenschap is niet beperkt tot de genoemde voorbeelden. Integendeel, in vrijwel alle tot nu toe onderzochte gevallen van nawerking in de vaste stof is gebleken, dat de nawerking berust op een diffusieproces, dat een verstoord thermodynamisch evenwicht herstelt.

De verschijnselen zijn dan ook steeds in hooge mate analoog met de hierboven beschrevene, zooals ons zal blijken bij de electrische en magnetische nawerking, waaraan we thans onze aandacht willen schenken.

Terloops merken we nog op, dat de instelling van een thermodynamisch evenwicht natuurlijk steeds eenige tijd in beslag zal nemen. We zullen slechts dan experimenteel een nawerking constateeren, als het evenwicht zich geheel of ten deele instelt in een tijd, die te vergelijken is met de karakteristieke tijd van de beschouwde proef (trillingstijd of waarnemingstijd).

Diëlectrische nawerking

De proeven, waarbij de diëlectrische nawerking oorspronkelijk is geconstateerd — thans reeds vele tientallen jaren geleden — zijn geheel analoog aan die, waarmede wij de elastische nawerking hebben waargenomen.

Wij beschouwen een diëlectricum, dat plotseling in een electrisch veld wordt geplaatst. De hierdoor optredende diëlectrische verschuiving D vertoont dan in verreweg de meeste stoffen een verloop, analoog aan dat van (1), dus eerst een plotselinge en vervolgens nog een geleidelijke toename. Dit — vaak zeer snelle — verschijnsel is in *fig. 5* geschetst, evenals het (minder eenvoudige) verloop

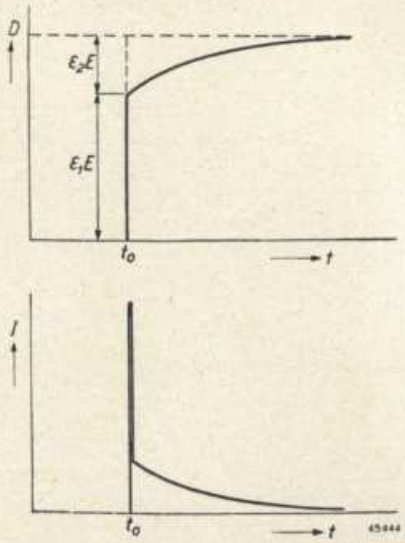

Fig. 5. Verloop van de diëlectrische verschuiving D en van de verschuivingsstroom $I = 1/4\pi \cdot dD/dt$ in een isolator, die op $t = t_0$ plotseling in een electrisch veld wordt geplaatst.

van de eenigszins aanschouwelijker grootheid $I = 1/4\pi \cdot dD/dt$, de verschuivingsstroom in het diëlectricum. Het gedrag van D bij het plotseling afzetten van het veld zal direct duidelijk zijn. Hoewel vaak een verloop van de nawerking wordt aangetroffen, dat niet volgens een enkele e-macht gaat, maar dat door (6) beschreven zou moeten worden, zullen wij ons eerst beperken tot het eenvoudige geval.

Uit de geconstateerde nawerking concludeeren wij op analoge wijze als boven, dat in een diëlec-

[2]) Door Becker en Kornetzky werd dit verschijnsel het eerst geconstateerd aan carbonylijzer; andere ijzersoorten kunnen echter ditzelfde gedrag vertoonen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tricum, hetwelk in een periodiek veld:

$$E = E_0 \cos \omega t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

is geplaatst, een diëlectrische verschuiving optreedt volgens:

$$D = D_0 \cos (\omega t - \delta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

met $D_0 = E_0 \left[\varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2}{1+\tau^2\omega^2}\right]$ en $\operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\tau\omega}{1+\tau^2\omega^2}$,

waarin ε_1 en ε_2 constanten zijn.

Dat de diëlectrische verschuiving D op de hier aangegeven wijze kan worden uitgedrukt, is het voor de practijk belangrijkste gevolg van haar interpretatie met behulp van nawerking.

Voor de stroomdichtheid geldt:

$$I = \frac{1}{4\pi}\frac{dD}{dt} = -\frac{D_0}{4\pi}\omega \sin(\omega t - \delta) =$$

$$= \frac{D_0}{4\pi}\omega \cos\{\omega t + (90° - \delta)\}.$$

Aangezien de stroom niet precies 90° doch slechts 90°—δ voorijlt bij de spanning, treedt er, zooals bekend, een warmte-ontwikkeling in de stof op, waarvan het bedrag door de grootte van δ wordt bepaald. Indien wij een grafiek maken van het verband tusschen D en E volgens (8) en (9), vinden wij een „dunne" ellips, zooals in *fig. 6* is geschetst. De breedte ervan wordt bepaald door δ, terwijl het oppervlak de energie-ontwikkeling per periode aangeeft.

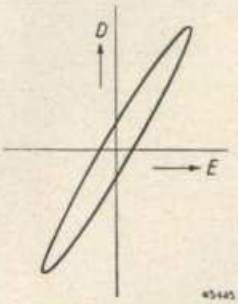

Fig. 6. Verband tusschen de diëlectrische verschuiving D en de veldsterkte E voor een diëlectricum, dat in een periodiek electrisch veld is geplaatst en dat niet verliesvrij is.

Indien wij niet alleen op de energie-ontwikkeling willen letten, is het vaak aanschouwelijker om de invloed van de verlieshoek op een andere wijze weer te geven.

Wij merken daartoe op, dat eenzelfde fasehoek 90°—δ tusschen stroom en spanning zou zijn opgetreden, indien van een condensator het diëlectricum verliesvrij zou zijn geweest, terwijl in serie hiermee een geschikt gekozen weerstand was geschakeld, ofwel parallel aan de condensator een zekere weerstand was aangebracht. Deze schijnbare serie- of parallelweerstand, die in verschillende schakelingen bezwaren geeft, is een aanschouwelijke maat voor de nadeelige invloed van de verliezen.

Men tracht nu reeds sedert meer dan vijftig jaar met vele middelen de faseverschuiving δ bij diëlectrische materialen zoo klein mogelijk te maken. De eischen, die moeten worden gesteld, zijn dan ook vaak zeer zwaar. Zoo is een tg δ van 0,01 reeds groot te achten, hoewel dit correspondeert met een fasehoek van minder dan 1 graad. In de beste thans bekende vaste diëlectrica heeft men een δ bereikt van omstreeks 0,5 boogminuut (tg $\delta \approx 10^{-4}$).

Wij moeten hierbij echter vermelden, dat de nawerking juist in deze technisch veel toegepaste stoffen veelal moet worden beschreven door uitdrukkingen analoog aan (7), dus door:

$$D = D_0 \cos(\omega t - \delta), \text{ met}$$

$$D_0 = E_0\left[\varepsilon_1 + \sum_n \frac{\varepsilon_n}{1+\tau_n^2\omega^2}\right] \text{ en } \operatorname{tg}\delta = \sum_n \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_1}\frac{\tau_n\omega}{1+\tau_n^2\omega^2}.$$

Het verloop van tg δ met de frequentie is dan vaak zoo, als door de stippellijn in fig. 2 is aangegeven, met andere woorden, tg δ hangt weinig van de frequentie af.

Oorzaak van de diëlectrische nawerking

De nawerkingsverliezen worden, naar men onderstelt, gewoonlijk veroorzaakt door „onvolkomenheden" en wel:
òf door in de stof aanwezige gebiedjes, die een zeker (hoewel altijd nog gering) electrisch geleidingsvermogen vertoonen,
òfwel door in de stof in geringe concentratie aanwezige bewegelijke dipolen, die met een zekere vertraging door een electrisch veld kunnen worden gericht.

Het kost weinig moeite in te zien, dat een stof met deze eigenschappen juist de waargenomen verschijnselen zal vertoonen. Immers, een plotseling aangebracht electrisch veld doet allereerst spontaan de „gewone" diëlectrische verschuiving ontstaan, terwijl vervolgens geleidelijk de grootheid D ($= E + 4\pi P$) nog toeneemt, òf doordat de dipolen zich gaan richten, waardoor de polarisatie P toeneemt, òfwel doordat in de gebiedjes de positieve lading zich aan de ééne zijde ophoopt en de negatieve aan de andere, met eveneens een aangroeiing van P als gevolg.

Een medium, waarbij alle dipolen of alle gebiedjes gelijke eigenschappen bezitten, zal dan een eenvoudige nawerkingskromme volgens (1) vertoonen, terwijl het ingewikkelde verloop optreedt, indien de dipolen onderling verschillen vertoonen in de insteltijd of de gebiedjes in hun geleidingsvermogen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In beide gevallen berust de nawerking op processen, die zeer nauw verwant zijn met de diffusie. Want als een dipool, die bestaat uit een positief en een negatief gedeelte, zijn orientatie wil wijzigen, moet minstens één der beide gedeelten van plaats veranderen in het rooster, welke verplaatsing slechts geleidelijk kan geschieden onder invloed van het electrische veld en de warmtebeweging, zooals kenmerkend is voor de diffusie. In het andere geval hebben we te maken met verplaatsing, dus met diffusie van ionen of van electronen.

Ferromagnetische nawerking

Is het bestaan van de diëlectrische nawerking vrij algemeen bekend, van de magnetische nawerking, die toch ook voor de wisselstroomtechniek van veel beteekenis is, kan dit stellig niet worden beweerd. In de magnetische materialen is het nl. — afgezien van de wervelstroomen — het meer in het oog loopende verschijnsel der hysteresis, dat voornamelijk de aandacht heeft getrokken.

In verband met het ontwikkelingswerk van nieuwe materialen is het evenwel van belang juist aan de nawerking alle aandacht te schenken.

Omdat nu in een ferromagnetische stof gewoonlijk de drie genoemde effecten tegelijkertijd optreden, is het allereerst van belang deze effecten van elkaar te kunnen scheiden. Hierbij doet zich de gunstige omstandigheid voor, dat bij een geschikte vorm van de ferromagnetische stof, de invloed van de wervelstroomen op de verschijnselen in een wisselstroomkring theoretisch is te bepalen. Hun invloed is dus door berekenen te scheiden van die der beide andere effecten. Omdat bovendien door lamelleeren van de stof deze invloed steeds klein kan worden gehouden, zullen we de wervelstroomen verder buiten beschouwing laten.

We vergelijken nu nog de beide andere effecten, hysteresis en nawerking, met elkaar, hetgeen ons tevens een middel aan de hand zal doen om de invloed van beide verschijnselen afzonderlijk te bepalen. De stof zij in een periodiek magneetveld geplaatst. De hysteresis is gekenmerkt door het feit, dat de magnetische inductie B achter blijft bij het veld H, waarbij het verband tusschen B en H is gegeven door de hysteresislus (*fig. 7a*). Iets dergelijks treffen we aan bij de magnetische nawerking. Het verband tusschen B en H wordt hier gegeven door een ellips, zooals we dadelijk nader zullen zien (fig. 7*b*). Zoowel bij de hysteresis als bij de nawerking treedt er een energie-ontwikkeling in de stof op, die gegeven wordt door het oppervlak van de hysteresislus, resp. het oppervlak van de ellips. Er zijn dus verschillende punten van overeenkomst.

Een belangrijk verschil tusschen beide effecten treedt echter op, als we de amplitude van het veld kleiner laten worden. Zoowel de ellips als de lus worden dan natuurlijk kleiner. De ellips wordt daarbij gelijkvormig verkleind. De hysteresislus daarentegen wordt vervormd en nadert steeds meer

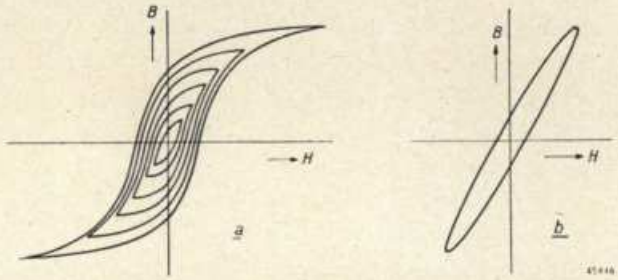

Fig. 7. *a*) Hysteresiskrommen van een ferromagnetisch materiaal. Geschetst is het verloop van B, indien het veld wordt gevarieerd van $+H$ naar $-H$ en terug. De verschillende krommen gelden voor verschillende amplituden van de variaties van het magneetveld. *b*) Verband tusschen de magnetische inductie B en de veldsterkte H voor een ferromagnetische stof, die in een periodiek magneetveld is geplaatst en uitsluitend nawerking vertoont. Gewoonlijk treden hysteresis en nawerking tegelijkertijd op, waardoor de verschijnselen minder overzichtelijk worden.

tot een rechte lijn; het oppervlak neemt dus veel sneller af, dan dit bij de ellips het geval is. Bij zeer kleine amplituden van het veld houden we dus alleen de invloed van de nawerking over, die bestaat uit het veroorzaken van de faseverschuiving en een daarmede samenhangende warmte-ontwikkeling. Met behulp van deze eigenschap kunnen we beide effecten van elkaar scheiden.

Een ander verschilpunt kan nog optreden, indien wij niet de amplitude maar de frequentie van het veld wijzigen. De nawerkingsellips zal dan breeder of smaller kunnen worden, evenals in het diëlectrische geval, omdat — althans in bepaalde frequentiegebieden — de grootte van de fasehoek afhangt van de frequentie. De hysteresislus blijft hierbij echter onveranderd.

Resumeerend kunnen we dus zeggen, dat het verband tusschen B en H in het geval van hysteresis en van nawerking verschillend is, allereerst in de vorm van de lus, en verder nog in de wijze, waarop de lussen veranderen bij een wijziging van de amplitude of de frequentie van het wisselveld.

Om de verschijnselen van de magnetische nawerking nu afzonderlijk te kunnen onderzoeken, zullen we steeds werken bij uiterst geringe veldsterkten, waar de hysteresis niet kan storen, terwijl voor de invloed van de wervelstroomen gecorrigeerd zal worden. Stel nu, dat we de volgende proef doen: de stof wordt plotseling in een zwak magneetveld geplaatst. Het blijkt dan, dat de inductie B een verloop

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vertoont met de tijd, zooals we dat reeds eenige malen zijn tegengekomen en dat door een kromme als die van fig. 5 wordt weergegeven; dus een plotselinge, gevolgd door een geleidelijke toename. (Het verloop van dB/dt, dat de inductiespanning in nabije geleiders bepaalt, is geheel analoog aan dat van dD/dt, dat eveneens in deze figuur is geteekend.)

Hieruit concludeeren we weer op de bekende wijze, dat bij een periodieke variatie van het veld:

$$H = H_0 \cos \omega t, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

voor de inductie zal gelden:

$$B = B_0 \cos (\omega t - \delta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Het optreden van deze uitdrukking voor B is het voor de practijk belangrijkste gevolg van de nawerking. Het verband tusschen B en H is — zooals uit (10) en (11) blijkt — gegeven door de reeds eerder besproken ellips van fig. 7*b*. De optredende fasehoek δ heeft tot gevolg, dat in een spoel, waarin de beschouwde stof zich bevindt, de wisselstroom niet meer 90° bij de spanning zal naijlen, doch een iets kleiner bedrag. Evenals in het diëlectrische geval kunnen we ook hier de opmerking maken, dat eenzelfde wijziging van het faseverschil zou zijn opgetreden, indien wel het ferromagneticum verliesvrij was geweest, doch de spoel voorzien zou zijn geweest van een zekere serieweerstand, of van een zekere parallelweerstand. Deze schijnbare serie- of parallelweerstand, die in de practijk vaak bezwaren meebrengt, is een aanschouwelijke maat voor de nadeelige invloed van de verliezen.

Oorzaak van de ferromagnetische nawerking

Voordat we nu nog voor een enkel grondig onderzocht geval de oorzaak van de nawerking bespreken, herinneren we eerst in het kort aan het merkwaardige beeld van de bouw van een ferromagnetische stof met een niet te groote coërcitiefkracht.

Een dergelijke stof is opgebouwd uit gebiedjes, die ieder geheel gemagnetiseerd zijn, doch waarvan de magnetisatierichtingen zeer verschillend zijn. In eenzelfde kristalliet maken deze richtingen hoeken van 90° of 180° met elkaar, daar de stof een kubische kristalstructuur vertoont en de magnetisatie optreedt volgens de kubusrichtingen in het kristal. Waar twee zulke gebiedjes, waarvan de afmetingen omstreeks 10^{-4} cm zijn, aan elkaar grenzen, treedt een geleidelijke overgang op van de magnetisatierichting van die van het ééne gebiedje in die van het andere. Indien de stof nu in een zwak magneetveld wordt geplaatst, verschuift dit overgangsgebied, de zg. „zone", een weinig en wel zoodanig, dat het gebiedje, waarvan de magnetisatierichting beter bij het veld past, wat grooter wordt en het andere wat kleiner, waardoor de stof als geheel een magnetisch moment verkrijgt. De magnetisatierichting wordt dus op bepaalde plaatsen gewijzigd en dit brengt een éénzijdige vervorming van het kristalrooster teweeg, zooals bekend is uit proeven over de magnetostrictie. De elastische krachten trachten deze vervorming, die het rooster in de ééne richting rekt en loodrecht daarop samendrukt, te beletten. Het zijn dan ook mede de elastische krachten, die de grootte van de optredende magnetisatie beperken. Er zijn echter ook nog andere krachten in het spel, die de uiteindelijke ligging van de zone bepalen, waarop wij hier niet nader willen ingaan.

Indien het veld tot een dusdanige waarde aangroeit, dat de zone over een bepaalde critieke afstand zou worden verschoven, schiet de zone plotseling verder en klapt de magnetisatie in de rest van het „verkeerde" gebiedje in zijn geheel om in de stand van het „betere" gebiedje. Dit effect ligt ten grondslag aan de hysteresis. In verband met het volgende merken we nog op, dat een magnetisatiewijziging van 90° of 180° geen verandering teweeg brengt in de mechanische spanningen in eenzelfde kristalliet. De spanningsveranderingen bij het magnetiseeren treden dus niet op in de gebiedjes, doch alleen in de overgangslagen, zoodat met het „omklappen" op zichzelf slechts hysteresis gepaard gaat.

Na deze schets van de bouw van de ferromagnetische stof, keeren we terug tot de oorzaken van de magnetische nawerking. Het best onderzochte geval is dat van het zooeven reeds genoemde ijzerdraad, dat koolstof of stikstof bevat. Hierbij heeft men er zich het volgende beeld van gevormd.

Indien deze stof plotseling in een zwak veld wordt geplaatst, of algemeener, indien het veld H_0, waarin de stof zich bevindt, ineens met h wordt vergroot, verschuiven de zones plotseling en treden er dus ook plotseling plaatselijke vervormingen in het rooster op; een rek in de ééne richting en een druk in de andere. De tusschen de ijzeratomen zich bevindende koolstof- of stikstofdeeltjes diffundeeren dientengevolge van de gedrukte plaatsen, waar weinig ruimte is overgebleven, naar de gerekte. Hierdoor treedt echter tevens een vermindering van de elastische spanningen op en het veld kan de zone geleidelijk nog wat verder verplaatsen, waardoor de magnetisatie toeneemt, hetgeen juist is, wat men bij de nawerking waarneemt. Het eigenaardige van de hier gegeven beschrijving van de magne-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tische nawerking[3]) is wel, dat de eigenlijke oorzaak is gelegen in de elastische nawerking van het materiaal.

We merken nog op, dat ook hier niet steeds voor tg δ de eenvoudige betrekking (4) is geconstateerd, doch dat vaak een uitdrukking zooals (7) optreedt, met een veel vlakker verloop als functie van de frequentie. Ook in dit geval moet misschien de oorzaak worden gezocht in het naast elkaar aanwezig zijn van analoge diffusieverschijnselen.

Niet noodzakelijk berust dus, we zagen het zooeven, de nawerking in magnetische materialen op „zuiver magnetische" effecten; het is zelfs meestal niet het geval. Indien slechts een koppeling bestaat tusschen het te onderzoeken effect en een ander, dat nawerking vertoont, zullen ook in het eerstgenoemde effect nawerkingsverschijnselen optreden. Deze situatie treffen we in het magnetische geval meermalen aan.

Een ander voorbeeld hiervan is nog het volgende. Indien een zg. „massakern", dwz. een aggregaat van magnetische korreltjes, die door een dun isolerend laagje van elkaar zijn gescheiden, wordt gemagnetiseerd, zullen in het algemeen als gevolg hiervan elastische krachten in de isolatielaag optreden. Vertoont nu de isolatielaag een elastische nawerking, dan zal zich dit ook weer uiten in het ontstaan van een fasehoek bij het magnetische verschijnsel.

Het is te begrijpen, dat door dergelijke koppelingen het opsporen van de oorzaken van de verliezen vaak zeer moeilijk is. Intusschen willen we volstaan met de genoemde voorbeelden en afzien van een bespreking van andere gevallen.

Onze eindconclusie is, dat materialen zoowel onder invloed van mechanische als van electrische of magnetische krachten nawerking kunnen vertoonen, terwijl hierbij veelal in een diffusieproces (bijv. van materie of van warmte) de oorzaak moet worden gezocht. Bij periodieke electrische of magnetische velden is de meest typische uiting van de nawerking het faseverschil, dat de diëlectrische verschuiving D, of de magnetische inductie B ten opzichte van het veld vertoont, en de met dit faseverschil samenhangende verliezen. De vermindering van dit faseverschil is daarom voor de electrotechniek van groot belang, en is ook reeds in verscheidene gevallen met succes uitgevoerd.

[3]) Er bestaat echter nog een andere magnetische nawerking — die volgens Jordan —, waarvoor dit niet geldt. Wij volstaan hier met de vermelding van dit feit zonder er nader op in te gaan.

Inhoud van *Philips Research Reports* 1, No. 2, December 1945:

C. J. Bouwkamp: Radiation resistance of an antenna with arbitrary current distribution.
M. J. Druyvesteyn: Some remarks on the thermal expansion and the Poisson contraction of the cubic metals.
P. H. J. A. Kleynen: Extension of Langmuir's (ξ, η) tables for a plane diode with a maxwellian distribution of the electrons.
A. van der Ziel: Extension and application of Langmuir's calculations on a plane diode with maxwellian velocity distribution of the electrons.
F. M. Penning and J. H. A. Moubis: The contraction phenomenon in a neon glow discharge with molybdenum cathode.
J. M. Stevels: Scale glass as a substitute for mica.
C. J. Bouwkamp and N. G. de Bruijn: The problem of optimum antenna current distribution.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!